

SÉRIE A, N° 2281

N° D'ORDRE :

3152

THÈSES

PRÉSENTÉES

A LA FACULTÉ DES SCIENCES
DE L'UNIVERSITÉ DE PARIS

POUR OBTENIR

LE GRADE DE DOCTEUR ÈS SCIENCES PHYSIQUES

PAR

CHARLES DUFOUR

1^{re} THÈSE. — RECHERCHES SUR LA LUMINOSITÉ, LE CONTRASTE
ET LA RÉOLUTION DE SYSTÈMES INTERFÉRENTIELS
A ONDES MULTIPLES. UTILISATION DES COUCHES
MINCES COMPLEXES.

2^e THÈSE. — PROPOSITIONS DONNÉES PAR LA FACULTÉ.

Soutenues le 13 juin 1949 devant la Commission d'examen.

MM. A. COTTON..... *Président.*

J. CABANNES... }

ARNULF..... } *Examineurs.*

JACQUINOT..... }

PARIS

MASSON ET C^{ie}, ÉDITEURS

LIBRAIRES DE L'ACADÉMIE DE MÉDECINE

120, BOULEVARD SAINT-GERMAIN

1950

FACULTÉ DES SCIENCES

Nom du candidat : **DUFOUR.**

Prénom : **Charles.**

Date de la soutenance : 13 Juin 1949.

Numéro d'ordre : 3152. *Série A, n° 2281.*

DUFOUR (Charles). — Recherches sur la luminosité, le contraste et la résolution de systèmes interférentiels à ondes multiples. Utilisation des couches minces complexes. *Paris*, Masson, 1950. In-8°, 103 p., 53 fig., 2 pl.

Th. Sc. Phys. Paris, 1949. Série A, 2281. N° 3152.

DUFOUR (Charles). — Recherches sur la luminosité, le contraste et la résolution de systèmes interférentiels à ondes multiples. Utilisation des couches minces complexes. *Paris*, Masson, 1950. In-8°, 103 p., 53 fig., 2 pl.

Th. Sc. Phys. Paris, 1949. Série A, 2281. N° 3152.

DUFOUR (Charles). — Recherches sur la luminosité, le contraste et la résolution de systèmes interférentiels à ondes multiples. Utilisation des couches minces complexes. *Paris*, Masson, 1950. In-8°, 103 p., 53 fig., 2 pl.

Th. Sc. Phys. Paris, 1949. Série A, 2281. N° 3152.

DUFOUR (Charles). — Recherches sur la luminosité, le contraste et la résolution de systèmes interférentiels à ondes multiples. Utilisation des couches minces complexes. *Paris*, Masson, 1950. In-8°, 103 p., 53 fig., 2 pl.

Th. Sc. Phys. Paris, 1949. Série A, 2281. N° 3152.

SÉRIE A, N° 2281

N° D'ORDRE :

3152

THÈSES

PRÉSENTÉES

A LA FACULTÉ DES SCIENCES
DE L'UNIVERSITÉ DE PARIS

POUR OBTENIR

LE GRADE DE DOCTEUR ÈS SCIENCES PHYSIQUES

PAR

CHARLES DUFOUR

1^{re} THÈSE. — RECHERCHES SUR LA LUMINOSITÉ, LE CONTRASTE
ET LA RÉOLUTION DE SYSTÈMES INTERFÉRENTIELS
A ONDES MULTIPLES. UTILISATION DES COUCHES
MINCES COMPLEXES.

2^e THÈSE. — PROPOSITIONS DONNÉES PAR LA FACULTÉ.

Soutenues le 13 juin 1949 devant la Commission d'examen.

MM. A. COTTON..... *Président.*

J. CABANNES... }

ARNULF..... } *Examineurs.*

JACQUINOT..... }

PARIS

MASSON ET C^{ie}, ÉDITEURS

LIBRAIRES DE L'ACADÉMIE DE MÉDECINE

120, BOULEVARD SAINT-GERMAIN

1950

Doyen M. A. CHATELET.

PROFESSEURS

L. BLARINGHEM ..	† Botanique.	CHAUDRON.....	† Chimie appliquée.
G. JULIA	† Analyse supérieure et Algèbre supérieure.	WYART.....	† Minéralogie.
A. DENJOY.....	† Théorie des fonctions, et Topologie.	TEISSIER.....	† Zoologie.
L. LUTAUD.....	† Géographie physique et Géologie dynamique.	MANGENOT.....	† Biologie végétale.
E. DARMOIS	† Enseignement de Physique.	P. AUGER.....	† Physique quantique et relativité.
Robert LÉVY	† Physiologie comparée.	MONNIER	Physiologie générale.
Henri VILLAT.....	† Mécanique des fluides et applications.	PIVETEAU.....	Géologie.
Ch. JACOB	† Géologie.	ROCARD.....	† Physique.
P. PASCAL.....	† Chimie générale.	H. CARTAN.....	Calcul différentiel.
M. FRÉCHET.....	† Calcul des probabilités et Physique mathématique.	SCHAEFFER.....	† Physiologie des fonctions.
Mme RAMART-LUCAS.	† Chimie organique.	LAFFITTE.....	Chimie (P. C. B.).
F. FOCH	† Mécanique physique et expérimentale.	FAVARD.....	Calcul des Probabilités et Physique mathématique.
PAUTHENIER.....	† Electrotechnique générale.	COULOMB	† Physique du Globe.
DE BROGLIE.....	† Théories physiques.	M ^{lle} COUSIN	Biologie animale (P.C.B.).
JOB	† Chimie générale.	A. CHRÉTIEN.....	Chimie (P. C. B.).
PRENANT	† Anatomie et Histologie comparées.	P. DRACH.....	Zoologie.
COMBES.....	† Physiologie végétale.	KASTLER	Physique.
GARNIER.....	† Géométrie supérieure.	CHATELET	† Arithmétique et théorie des nombres.
PÈRÈS.....	† Mécanique rationnelle.	EPHRUSSI.....	† Génétique.
HACKSPILL	† Chimie minérale.	WURMSER	† Biologie physico-chimique.
LAUGIER	† Physiologie générale.	BAUER.....	† Chimie-physique.
TOUSSAINT.....	† Technique aéronautique.	RIVIÈRE.....	Géologie (P. C. B.).
M. CURIE.....	† Physique (P. C. B.).	GAUTHERET.....	Biologie Végétale (P.C.B.).
G. RIBAUD	† Hautes températures.	LUCAS.....	Physique.
CHAZY.....	† Mécanique analytique et Mécanique céleste.	MAX MORAND.....	Physique.
GROZE	† Physique théorique et Physique céleste.	ARNULF.....	Optique appliquée.
DUPONT.....	† Théories chimiques.	A. THOMAS.....	Evolution des êtres organisés.
VALIRON	† Calcul différentiel et calcul intégral.	SOLEILLET.....	Physique.
BARRABÉ.....	† Géologie structurale et géologie appliquée.	FORTIER.....	Mécanique expérimentale des fluides.
VAVON.....	† Analyse et mesures chimiques.	DANJON.....	† Astronomie.
G. DARMOIS	† Mathématiques générales.	FROMAGEOT.....	Chimie Biologique.
Jacques BOURCART.	Géographie physique et Géologie dynamique.	LAPORTE.....	Physique générale et Radioactivité.
AUBEL	† Chimie biologique.	JANET.....	Mathématiques générales.
M ^{me} JOLIO-CURIE.	† Physique générale et Radio-activité.	PETIT.....	† Biologie maritime.
PLANTEFOL.....	† Botanique.	QUENEY.....	† Météorologie et dynamique atmosphérique.
CABANNES.....	† Recherches physiques.	GALLIEN.....	Biologie animale (P.C.B.).
GRASSÉ.....	† Evolution des êtres organisés et Zoologie.	EICHHORN.....	Biologie végétale (P.C.B.).
PRÉVOST.....	Chimie organique.	DE CUGNAC.....	Biologie végétale (P.C.B.).
BOULIGAND.....	† Application de l'analyse à la géométrie.	LAVAL.....	Physique (P.C.B.).
		M ^{lle} CAUCHOIS	Chimie-Physique.
		THELLIER.....	Physique du Globe.
		AUDUBERT.....	Electrochimie.
		L'HÉRITIER.....	Génétique.
		PONCIN.....	Mécanique des fluides.
		THIRY	† Mécanique appliquée.
		DUBREIL.....	Mathématiques générales.
		QUELET.....	Mécanique appliquée.

Secrétaire.....



CH. MONIER

A LA MÉMOIRE DE MON PÈRE

A MA MÈRE

A MA FEMME

A MONSIEUR PIERRE JACQUINOT

Maître de Conférences à la Faculté des Sciences de Paris.

Hommage d'affectueuse gratitude.

RECHERCHES SUR LA LUMINOSITÉ, LE CONTRASTE ET LA RÉOLUTION DE SYSTÈMES INTERFÉRENTIELS

A ONDES MULTIPLES.

UTILISATION DE COUCHES MINCES COMPLEXES

Par CHARLES DUFOUR

Attaché de Recherches, Laboratoires de Bellevue.

RÉSUMÉ. — Le présent travail est une étude des possibilités de l'étalon interférentiel de Fabry-Pérot dans le domaine des raies faibles et particulièrement des raies faibles voisines des raies intenses. La première partie est une étude comparative de la luminosité des différents systèmes dispersifs. Si nous définissons la luminosité d'un appareil par le flux maximum utilisable avec le maximum de résolution, nous constatons que tous les appareils dispersifs : prisme, réseau, lame de Lummer sont équivalents, tandis que l'étalon de Fabry-Pérot permet l'utilisation d'un faisceau incident beaucoup plus étendu. Le rôle de la diffraction, l'importance de la géométrie du faisceau incident, les conditions imposées par le récepteur : cellule ou plaque photographique, sont analysés. La conclusion de cette discussion est en faveur de l'emploi de l'étalon associé à une cellule photoélectrique.

Ayant ainsi légitimé l'emploi d'un étalon de préférence à tout autre système dispersif, nous avons essayé d'améliorer la luminosité des appareils réels par un choix convenable des couches semi-transparentes. Après avoir rappelé les résultats connus pour les couches d'argent et d'aluminium, nous avons montré l'intérêt des combinaisons de couches non métalliques du type : SZn-cryolithe-SZn-cryolithe-SZn... Par exemple un tel ensemble de 7 couches permet d'atteindre un facteur de réflexion dépassant 0,90 avec une absorption inférieure à 0,02, au milieu du spectre visible. Ces couches se conservent plus d'un an sans altération sensible. La luminosité de l'étalon est doublée ou triplée par rapport aux couches d'argent de même facteur de réflexion. Un autre type de couche multiple d'argent amélioré par deux couches transparentes est préconisé pour les étalons dont le facteur de réflexion est compris entre 0,90 et 0,98.

Les couches Ag-cryolithe-SZn permettent de conserver à l'étalon une transparence de l'ordre de 0,25 pour des facteurs de réflexion dans le visible aussi élevés que 0,95. Les calculs théoriques relatifs aux propriétés de ces

couches sont donnés, l'appareillage spécial d'évaporation sous vide pour les réaliser est décrit, ainsi que l'appareillage de contrôle des propriétés optiques.

La troisième partie de l'exposé est consacrée à l'étude des performances (surtout au point de vue du contraste) de l'étalon seul, puis des combinaisons d'étalons. Après une description sommaire de l'appareillage utilisé au Laboratoire de Bellevue, notamment pour les enregistrements d'anneaux de Fabry-Pérot à l'aide de cellules à multiplicateurs d'électrons, les différents défauts des étalons réels sont passés en revue. Les imperfections des surfaces font l'objet d'une étude plus approfondie; elles limitent les possibilités des couches semi-transparentes, ainsi il paraît difficile de dépasser un contraste de 500 à l'aide d'un étalon seul.

Différentes combinaisons d'étalons sont ensuite étudiées : étalons en série avec focalisation intermédiaire ou non, étalon unique traversé deux fois, étalon contracté formé par la réunion de deux étalons en série rapprochés jusqu'à confusion de la deuxième lame semi-transparente du premier et de la première lame du second. Les avantages et les inconvénients de ces différents systèmes sont discutés en fonction des résultats théoriques et expérimentaux. En conclusion on peut affirmer que les combinaisons d'appareils interférentiels permettent d'atteindre des contrastes de l'ordre de 10 000 avec une luminosité acceptable grâce à la substitution à l'argent des couches multiples préconisées.

De plus les résultats théoriques obtenus sur les couches d'argent améliorées par des couches transparentes, ainsi que sur les combinaisons d'étalons dépassent le cadre de l'utilisation spectroscopique et sont applicables à différents systèmes de couches minces. Ils ont déjà reçu des applications dans le domaine des filtres interférentiels.

INTRODUCTION

Le problème de la recherche spectroscopique de raies très faibles voisines de raies intenses fut abordé en 1939 par M. P. Jacquinet pour essayer de mettre en évidence un isotope stable de l'hélium de masse 5 (1). Les techniques nouvelles mises en œuvre avec utilisation de l'autoabsorption (2) dans un tube spectroscopique vu en « bout », avec affaiblissement des éclaircissements parasites dus à la diffraction à l'aide d'un diaphragme spécial sur l'objectif du spectrographe (3), permirent la découverte de tout un spectre nouveau de l'hélium composé de raies très faibles (4).

Ces raies, dues à des transitions interdites sont très proches des raies normales; c'est ainsi que la raie jaune possède un satellite distant d'un peu plus d'un angström et dix mille fois plus faible qu'elle. Seul, un spectrographe à grande résolution et à grande pureté de spectre comme le grand spectrographe à prisme liquide de Bellevue pouvait permettre la mise en évidence de raies aussi difficilement décelables.

Je ne disposais pas à la Faculté des Sciences de Clermont-Ferrand d'un tel instrument, et, de plus, il pouvait être utile pour certaines études, de dépasser la résolution accessible aux spectrographes. C'est pourquoi M. P. Jacquinet me demanda d'aborder le problème des satellites faibles par les moyens de la spectroscopie interférentielle.

Le présent travail est une étude des possibilités de l'étalon interférentiel de Fabry-Pérot (ainsi que des combinaisons d'étalons) dans ce domaine. La première partie compare les différents systèmes dispersifs ; elle met en évidence la supériorité de l'étalon interférentiel.

Après une deuxième partie consacrée aux couches semi-transparentes, l'étalon et les combinaisons interférentielles spécialement adaptées à l'étude des satellites faibles font l'objet de la troisième partie.

Ces recherches ont été entreprises en 1943 à Clermont-Ferrand et je tiens à remercier ici, M. le Doyen Dubois pour toutes les facilités de travail qui m'ont été accordées à la Faculté des Sciences.

Mes travaux se sont ensuite poursuivis de 1946 à 1948 au Laboratoire de M. le Professeur Aimé Cotton à Bellevue. M. le Professeur Jacquinet qui a dirigé mon travail depuis le début et m'a initié à la recherche voudra bien trouver ici l'expression de toute ma reconnaissance.

PREMIÈRE PARTIE

GÉNÉRALITÉS SUR LA LUMINOSITÉ DES APPAREILS DISPERSIFS

CHAPITRE PREMIER

§ 1. Choix d'une définition de la luminosité. — Pour simplifier l'exposé, nous nous occuperons tout d'abord des appareils dans lesquels la dispersion s'effectue dans une seule direction. Nous considérerons alors uniquement l'étendue du faisceau émergent dans le plan de la dispersion, et nous définirons pour cela l'étendue « linéaire » dans le sens de la dispersion : produit de l'angle de champ par le diamètre de l'objectif de projection, ou encore produit de l'angle d'ouverture par la dimension du champ dans le sens de la dispersion. Dans le sens perpendiculaire à la dispersion on dispose librement de la géométrie du faisceau.

Nous pouvons caractériser la luminosité d'un spectrographe par l'étendue linéaire du faisceau émergent dans le sens de la dispersion. Si la largeur de l'image, pour une raie monochromatique, reste égale

au grain de la plaque photographique, l'étendue linéaire du faisceau émergent est proportionnelle à l'angle d'ouverture et nous retombons sur l'expression classique de la luminosité d'un spectrographe.

Trois remarques s'imposent :

a) Quand on veut exprimer numériquement l'étendue du faisceau émergent qui concourt à la formation d'une raie image, on choisit en général le champ ou l'angle de champ qui correspond à la largeur à mi-hauteur de l'image. Ceci revient à supposer implicitement que



Fig. 1 a.

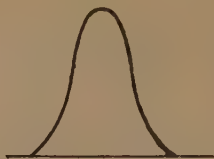


Fig. 1 b.

la répartition des éclaircissements dans la raie a la forme rectangulaire représentée figure 1a. En fait, la grandeur qui caractérise la raie image n'est pas l'étendue géométrique du faisceau, mais l'énergie transportée par le faisceau, et pour la calculer, nous devons tenir compte

de la répartition réelle des éclaircissements dans l'image (fig. 1b). Nous pourrions cependant comparer les différents appareils dispersifs sans utiliser cette remarque, puisque la forme de la courbe 1b reste sensiblement la même quel que soit l'instrument, spectrographe ou interféromètre (5).

b) La définition de la luminosité d'un appareil dispersif par l'étendue linéaire du faisceau émergent se révèle fort incommode pour la comparaison des spectrographes aux interféromètres et aussi des divers types d'appareils interférentiels entre eux. Dans ces derniers appareils, on ne peut en effet définir l'étendue du faisceau émergent. Par exemple, un faisceau incident oblique va donner, après traversée d'un étalon interférentiel une infinité de faisceaux d'intensité progressivement décroissante et les termes d'étendue ou d'ouverture du faisceau global émergent n'ont pas de signification simple. Cette difficulté tombe d'elle-même si nous raisonnons sur le faisceau incident qui concourt à la formation d'une raie ou frange sur la plaque photographique.

c) Nous avons développé, dans une publication antérieure (5), les conditions optima de compromis entre résolution et luminosité dans les appareils dispersifs, qu'il s'agisse d'appareils photographiques ou photoélectriques. Nous avons trouvé que la fente d'entrée pour les spectrographes ou réseaux devait avoir une largeur voisine de la largeur de diffraction dans le cas d'un appareil sans aberrations. Nous nous placerons toujours dans ce cas pour l'étude qui va suivre, et dans des conditions équivalentes pour les appareils interférentiels.

En résumé, nous prendrons comme terme de comparaison de la luminosité des différents appareils dispersifs entre eux, l'étendue du faisceau incident qui transporte la même énergie que le faisceau

émergent qui concourt à la formation de l'image d'une raie, en nous plaçant dans les conditions énoncées plus haut.

§ 2. — Nous allons maintenant calculer de telles étendues de faisceaux pour les différents appareils dispersifs :

1° *Spectrographes à prisme, à réseau, réseau à échelon.* — Soit AB la largeur d'image de diffraction pour une fente infiniment fine et une radiation rigoureusement monochromatique. Puisque nous prenons une fente d'entrée de même largeur $\frac{AB}{f} = \varepsilon$, afin d'avoir un bon compromis entre résolution et luminosité, nous aurons pour l'étendue « linéaire » du faisceau incident que nous désirons calculer :

$$U = a\varepsilon \text{ avec } \varepsilon = \frac{\lambda}{a} \text{ d'après les lois de la diffraction.}$$

Soit : $\boxed{U = \lambda}$ (a = largeur utile de l'objectif de projection) (fig. 2).

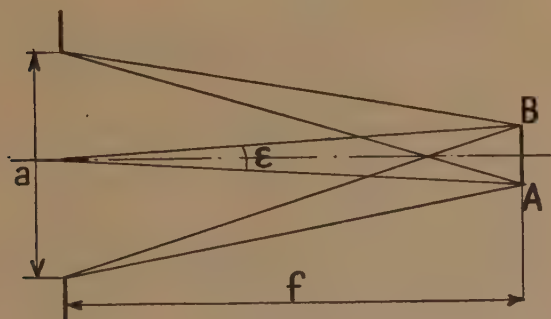


Fig. 2.

Ceci dans le cas du prisme, mais le raisonnement et les résultats sont absolument identiques pour le réseau ou le réseau à échelon.

2° *Étalon interférentiel à entrée claire* (fig. 3). — Rappelons (6) que cet appareil est un étalon de Fabry-Pérot incliné suffisamment sur la direction moyenne du faisceau incident pour qu'on puisse ménager une fente d'entrée dans la première couche semi-transparente de l'appareil classique. Le premier miroir peut être ainsi rendu opaque et nous supposons que son facteur de réflexion est égal à l'unité, c'est-à-dire que l'appareil n'absorbe pas d'énergie.

Dans un tel appareil, il n'y a plus de fente conjuguée du plan image. Nous pourrions utiliser une source étendue de brillance uniforme et nous obtiendrions des fragments d'anneaux d'égale intensité

dans le plan focal image. Si le champ est assez réduit dans la direction perpendiculaire à la dispersion, nous obtiendrons pratiquement des segments de droite.

Le principe de la conservation de l'énergie nous indique alors que la diffraction et les interférences joueront de telle sorte que l'énergie concentrée dans un anneau soit égale à l'énergie qui, l'interféromètre escamoté, serait répartie uniformément dans l'intervalle qui sépare deux anneaux. Autrement dit, l'énergie pour l'anneau est celle du faisceau incident qui, géométriquement, donne un champ qui couvre exactement l'intervalle entre deux anneaux (Remarquons qu'il s'agit là uniquement d'une correspondance énergétique et qu'en fait un faisceau beaucoup plus étendu peut contribuer à l'éclairement d'un anneau, ainsi que des anneaux voisins, comme nous le verrons plus loin en étudiant le rôle de la diffraction).

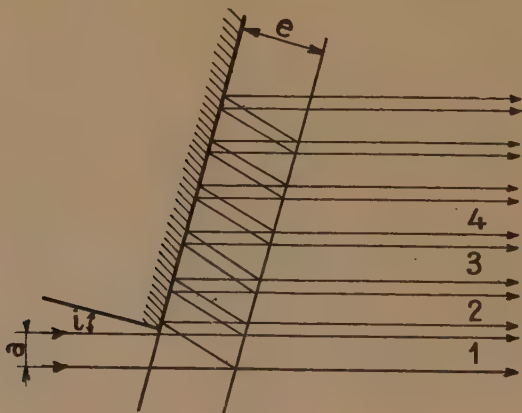


Fig. 3.

Soit Δi l'écart angulaire de deux anneaux successifs, loin du centre on peut écrire $\Delta i = \lambda/2ei$, et si les faisceaux émergents successifs 1, 2, 3 sont contigus $i = a/2e$ en appelant a la hauteur de la fente d'entrée et e l'épaisseur de l'étalon.

L'étendue que nous voulons calculer est $U = a\Delta i$:

$$U = a\Delta i = a\lambda/2ei = a \frac{\lambda}{2ea/2e} = \lambda.$$

Soit encore :

$$U = \lambda$$

3° *Lame de Lummer* (fig. 4). — Il n'y a aucune différence entre la lame de Lummer et l'étalon à entrée claire si nous raisonnons sur les

faisceaux, avant la réfraction limite, comme le principe de la conservation de l'énergie nous permet de le faire :

$$a = 2e \sin r \quad \text{et} \quad 2e \sin r \Delta r = \lambda$$

en rappelant Δr l'intervalle angulaire de deux anneaux rapporté au milieu d'indice n de la lame. L'étendue dans le verre, que nous désirons calculer est $a\Delta r$:

$$a\Delta r = \frac{2e \sin r \lambda}{2ne \sin r} = \frac{\lambda}{n} \text{ soit dans l'air : } \boxed{U = \lambda}$$

pour le faisceau incident.

Une première conclusion partielle s'impose : tous les appareils dispersifs étudiés : prisme, réseau à échelon, étalon de Fabry-Pérot à entrée claire, lame de Lummer, se valent théoriquement au point de

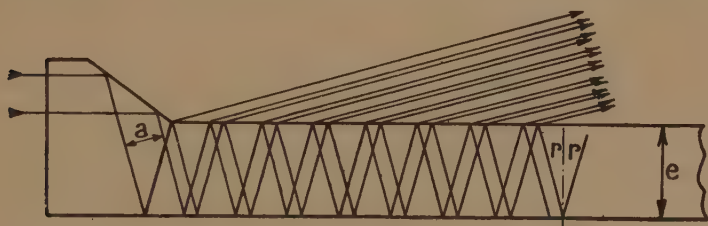


Fig. 4.

vue de la luminosité à condition de les utiliser dans les meilleures conditions géométriques. Il peut paraître étonnant *a priori* que l'étendue linéaire du faisceau incident qui définit la luminosité puisse être évaluée sans tenir compte de la résolution, ni de la dispersion angulaire de l'appareil ; mais nous devons remarquer que la résolution intervient implicitement par l'intermédiaire des hypothèses initiales qui fixent les conditions d'utilisation (fente d'entrée de largeur égale à la largeur de diffraction dans le cas du spectrographe).

Quant à la dispersion angulaire, elle conserve une importance pratique. Comparons, en effet, deux appareils du même type : étalon à entrée claire et lame de Lummer. Supposons que les dimensions de ces deux instruments soient les mêmes dans le sens perpendiculaire à la dispersion. La lame de Lummer va présenter, à pouvoir séparateur égal, une dispersion angulaire beaucoup plus grande que l'étalon, du fait de la réfraction sous une émergence voisine de l'émergence rasante.

Pour obtenir des dispersions linéaires identiques sur la plaque photographique à l'aide de ces deux appareils, nous devons équiper

l'étalon avec un objectif de distance focale beaucoup plus grande que celle de l'objectif de la lame de Lummer. Il en résultera une ouverture beaucoup plus élevée pour ce dernier instrument dans le plan perpendiculaire à la direction de la dispersion. Pour rétablir l'égalité entre les deux appareils, il sera nécessaire d'utiliser derrière l'étalon à entrée claire une optique cylindrique.

Nous voyons donc que l'équivalence des différents systèmes dispersifs reste toute théorique et que, suivant l'utilisation, on aura un intérêt pratique à choisir l'un ou l'autre des appareils précités. Ces dernières considérations ne sont plus valables si le récepteur est une cellule photoélectrique au lieu d'une plaque photographique. L'ouverture n'intervient plus en effet et la lame de Lummer n'a même plus d'avantages pratiques sur l'étalon à entrée claire.

§ 3. Etalon interférentiel de Fabry-Pérot normal. — Nous allons tout d'abord comparer l'étalon normal à deux lames identiques à l'étalon à entrée claire dans le cas du faisceau incident oblique.

Nous supposons que le facteur de réflexion des deux lames semi-transparentes de l'étalon normal est tel que la figure d'interférence par transmission reste la même que celle de l'étalon à entrée claire. La figure par réflexion est alors complémentaire (rappelons qu'on a supposé nulle l'absorption des lames).

Appelons N le nombre de faisceaux de l'appareil interférentiel à ondes multiples de même intensité (échelon par exemple) qui équivaut à l'étalon de Fabry-Pérot au point de vue largeur relative des franges d'interférence. Nous aurons en gros une fraction $\frac{N-1}{N}$ de l'énergie incidente qui se retrouvera dans les anneaux par réflexion et une fraction $1/N$ environ dans les franges par transmission ⁽¹⁾.

Nous pourrions dire que le rendement énergétique de l'étalon à entrée claire est 1 puisque toute l'énergie incidente se retrouve dans le faisceau émergent, alors qu'il est voisin de $1/N$ pour l'étalon employé de façon usuelle.

Nous pourrions cependant obtenir plus de luminosité dans ce dernier cas, la hauteur du faisceau n'étant pas limitée par la fente d'entrée claire de hauteur $a = 2ei$.

Si H est la hauteur du faisceau incident, la luminosité de l'étalon normal est $\frac{H}{a} \frac{1}{N}$ fois celle de l'étalon à entrée claire correspondant, c'est-à-dire $\frac{H}{Na} \lambda$. Il n'y a de limitation à l'étendue $U = \frac{1}{N} \frac{H}{2ei} \lambda$ que par la dimension des lames de l'étalon ; aussi pourrions-nous obtenir

(1) Cela suppose la répartition des intensités dans la raie selon la figure 1a.

des valeurs de U beaucoup plus élevées que dans les systèmes précédemment étudiés malgré le faible rendement global de l'instrument.

Exemple : Des anneaux de largeur $1/10$ de l'interfrange ($N=10$) sont donnés par un étalon de $e=5$ mm. d'épaisseur. On observe les anneaux voisins du dixième anneau soit $i \neq 1/30$ radian.

$a=2ei=1/3$ mm. si les lames ont un diamètre utile de 30 mm. :

$$H=30 \text{ et } H/a \neq 100 \quad \text{d'où :} \quad U \neq 10\lambda;$$

plus l'incidence i sera faible, plus a sera petit et $\left(\frac{H}{a}\right)$ grand. Par suite, un étalon interférentiel de dimensions données sera utilisé avec une luminosité maximum pour les anneaux centraux. On ne peut plus alors le considérer comme un appareil dispersif dans une seule direction et assimiler les anneaux à des segments de droite. D'autre part, la dispersion angulaire ne peut même pas être considérée comme constante entre deux anneaux successifs et il est difficile de préciser des conditions d'emploi analogues à celles qui ont été envisagées plus haut (notamment largeur de raie = dimension du grain de la plaque) sauf dans le cas de l'association étalon-cellule photo-électrique. On peut alors facilement calculer l'étendue du faisceau incident utile pour des fentes circulaires d'exploration de largeur égale à la largeur à mi-hauteur des anneaux.

Contrairement aux appareils à rendement unité cette étendue dépend explicitement de la résolution. Un calcul simple montre que la luminosité (définie ici par l'étendue et non l'étendue linéaire) est inversement proportionnelle à la résolution (5) (1).

§ 4. Rôle de la diffraction dans l'étalon de Fabry-Pérot. — *a) Rôle du diaphragme d'entrée placé avant l'étalon.* — Nous venons de voir que les appareils dispersifs se rangent en deux classes : les instruments à rendement unité, mais à luminosité limitée ; un instrument à rendement d'autant plus faible ($1/N$) que les franges d'interférence sont plus fines mais dont la luminosité n'est pas limitée, du moins par des raisons théoriques essentielles. Il y a lieu d'étudier

$$(1) \quad \varphi = 2\pi \frac{\delta}{\lambda} = \frac{4\pi ne(1 - \cos i)}{\lambda} = \frac{2\pi ne i^2}{\lambda} \text{ (voir notations, II}^{\text{e}} \text{ partie, chap. Ier).}$$

$i^2 = \frac{\lambda}{2ne} \frac{\varphi}{\pi}$ L'angle i pour la demi-largeur du 1^{er} anneau central correspond à $\varphi/\pi = 1/N$ si N est la finesse des anneaux ; d'autre part, l'ordre d'interférence est $p = \frac{\lambda}{2ne}$.

$i^2 = \frac{1}{pn} = \frac{1}{R}$ puisque la résolution $R = pN$. L'étendue du faisceau, proportionnelle à i^2 et à la surface de l'étalon est donc bien inversement proportionnelle à la résolution.

si des systèmes interférentiels à luminosité non limitée et à rendement unité restent possibles. Pour cela nous allons analyser le rôle de la diffraction dans le fonctionnement de l'éta lon interférentiel de Fabry-Pérot.

Soit un diagramme d'entrée M_0N_0 placé devant la première lame de l'éta lon. Nous pouvons calculer la répartition des éclairéments dans la figure d'interférence par transmission obtenue dans le plan focal de l'objectif en supposant l'éta lon enlevé et en prenant comme sources les images M_1N_1 , M_2N_2 , etc., de M_0N_0 données par les miroirs semi-transparents parallèles (fig. 5). Pour un incident donné,

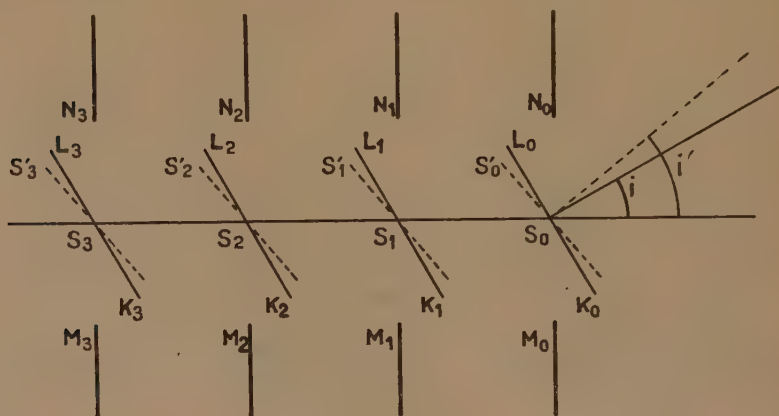


Fig. 5.

les surfaces d'onde $S_0S_1S_2S_3$... sont synchrones et limitées à une largeur $K_0L_0 = M_0N_0 \cos i$.

La répartition des éclairéments dans le plan focal image est alors celle des franges d'interférences entre les rayons issus des sources $S_0S_1S_2$..., franges inscrites dans la figure de diffraction d'un point source à l'infini à travers l'ouverture K_0L_0 .

Si nous considérons un point source différent, qui donne un faisceau de rayons parallèles sous une incidence i' , nous avons une figure de diffraction presque identique, mais centrée sur la direction i' , alors que la figure d'interférence n'a pas changé. Les sources S'_0 , S'_1 , S'_2 , S'_3 ... sont en effet centrées sur S_0 , S_1 , S_2 ... et sont encore synchrones puisque S'_1 , S'_2 ,... sont déduites de S'_0 par simples translations successives d'amplitude $2ne$. C'est là la différence essentielle avec les systèmes interférentiels à ondes multiples (comme le réseau à échelon) pour lesquels la modification de l'incidence i s'accompagne d'un

déplacement angulaire correspondant de la figure d'interférence. Toute augmentation du diamètre apparent de la source dans la direction de la dispersion provoque le brouillage de la figure observée, alors qu'avec l'étalon interférentiel, seul a lieu le déplacement de la figure de diffraction enveloppe, la figure d'interférence restant fixe.

Comme les radiations émises par les différents points de la source sont incohérentes entre elles, on obtiendra l'éclairement dans le plan focal de l'objectif en ajoutant les éclairagements des figures d'interférence dues à chacun des points formant la source (et non les amplitudes).

Finalement, nous constatons qu'en aucun cas le pouvoir de résolution n'est affecté par les dimensions du diaphragme placé *avant* l'étalon Fabry-Pérot.

Seule la figure de diffraction enveloppe de la figure d'interférence varie selon les dimensions du diaphragme M_0N_0 . Par exemple, si M_0N_0 est très étroit, la figure de diffraction d'un point source est très étalée et on peut dire que l'énergie provenant de ce point concourt à l'éclairement de plusieurs franges de la figure d'interférence.

Par contre, si D est grand, il y a pratiquement correspondance ponctuelle entre source et plan focal image. On peut alors raisonner comme si la diffraction n'intervenait pas, quand on considère notamment la conservation de l'énergie pour un faisceau incident de direction donnée.

b) *Rôle du diaphragme placé derrière l'étalon.* — Dans ce qui précède, nous avons supposé les lames non limitées, c'est-à-dire, une infinité de sources telles $S_0, S_1, S_2 \dots$ de brillance décroissant en progression géométrique de raison R^2 .

En fait, certains faisceaux émergents sont toujours diaphragmés, ne serait-ce que par les limites de l'étalon lui-même. Il en résulte des modifications de la figure observée qui peuvent être prévues en considérant les éclairagements dans le plan focal image comme une fonction déduite des amplitudes et des phases dans le plan de la pupille de sortie de l'étalon par une transformation de Fourier (7) (8).

Nous pouvons prévoir de façon plus élémentaire les effets d'un diaphragme placé après l'étalon dans certains cas limités. Prenons, par exemple, un faisceau très incliné limité par un diaphragme d'entrée M_0N_0 de faible hauteur. Le diaphragme de sortie beaucoup plus grand que M_0N_0 va laisser passer intégralement un certain nombre de faisceaux et couper ceux qui proviennent des sources S de rang élevé, c'est-à-dire de ceux qui ont subi un grand nombre de réflexions. Tout se passe comme si nous avions remplacé l'infinité de sources synchrones S par un nombre limité de sources.

Le diaphragme placé *après* l'étalon va donc modifier la figure d'interférence sans changer la forme de la figure de diffraction enveloppe. Le pouvoir séparateur est diminué ainsi que le contraste (par

relèvement du fond entre deux anneaux). Nous reviendrons plus loin quantitativement sur cet effet (III^e partie, chap. II, § 2).

c) *Diffraction et conservation de l'énergie*. — Nous nous sommes posé la question de savoir s'il était possible de concevoir des appareils à rendement unité sans limitation d'étendue, c'est-à-dire des appareils qui auraient à la fois les avantages de l'entrée claire au point de vue rendement énergétique et de l'étalon usuel pour l'étendue du faisceau incident.

On pourrait, par exemple, imaginer un étalon par réflexion dont la première couche semi-transparente aurait des propriétés spéciales et donnerait au premier rayon réfléchi un changement de phase tel qu'il fasse partie de la série d'Airy formée par les rayons suivants. On obtiendrait ainsi un étalon par réflexion qui donnerait la même figure qu'un étalon par transmission sans perte d'énergie et sans limitation d'étendue, au moins théoriquement. Nous allons montrer l'impossibilité de tels systèmes :

— Dire que le rendement énergétique global reste 1 signifie que l'éclairement au sommet d'un anneau est supérieur à l'éclairement géométrique, étalon enlevé puisque la conservation de l'énergie globale s'écrit :

Surface $(abcdefgh)$ = surface du rectangle $(ghij)$ (fig. 6).

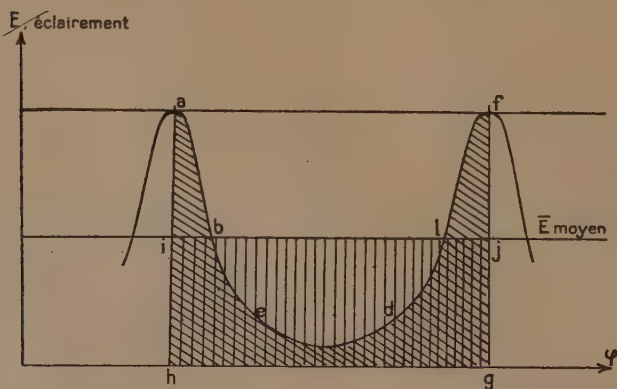


Fig. 6.

— Dire que l'étendue du faisceau incident ne reçoit pas de limitation théorique, c'est supposer à la limite que le diaphragme M_0N_0 est aussi grand qu'on veut et, par suite, que la diffraction peut ne pas intervenir. Il y a alors correspondance pratiquement ponctuelle entre les points géométriquement conjugués du plan source et du plan

image. Puisque l'éclairement du sommet d'un anneau est très supérieur à l'éclairement moyen qui correspond au facteur de transmission unité du système, nous sommes amenés à donner à l'appareil interférentiel une transparence ou un facteur de réflexion > 1 pour certaines incidences, ce qui est en contradiction avec la conservation de l'énergie d'un faisceau incident de direction donnée qui suit les lois de l'optique géométrique.

Pour les incidences correspondant au fond entre deux anneaux, nous aurons, au contraire, un facteur de transparence < 1 ce qui est incompatible avec l'hypothèse faite qu'aucune absorption ne se produit dans l'appareil interférentiel supposé parfait.

D'une façon plus générale, on pourrait simplement dire : à la limite quand la largeur de la figure de diffraction tend vers zéro, il y a correspondance ponctuelle entre source et image et la conservation de l'énergie impose une transparence (ou une réflexion) égale à 1 quelle que soit l'incidence : $\bar{\epsilon}(i) = 1$. L'éclairement de l'image est alors uniforme si la source a une brillance uniforme et il est impossible d'observer des anneaux ou toute autre figure d'interférence.

Examinons maintenant à nouveau le cas de l'étalon à entrée claire ou de la lame de Lummer. On peut considérer que tous les points de la source concourent à l'éclairement d'un point de l'image, du fait de la diffraction. La notion de facteur de transmission, dans une direction donnée, perd ainsi tout son sens. On conservera cependant pour des raisons de commodité l'expression numérique du facteur de transmission en fonction de l'incidence (même pour les valeurs supérieures à 1) pour calculer l'éclairement dans la figure d'interférence *si la source est suffisamment étendue*. On ne pourra pas le faire pour des sources de petites dimensions, par exemple de l'ordre de grandeur du conjugué géométrique d'un interfrange dans le plan objet.

En résumé, nous ne pourrions avoir conservation globale de l'énergie incidente (rendement unité) que pour des appareils interférentiels où la diffraction joue un rôle important, ce qui ramène au cas d'une lucarne d'entrée de faibles dimensions et à une étendue de faisceau limitée.

La diffraction permet dans ce cas d'expliquer l'existence de facteurs de transmission *apparents* supérieurs à l'unité, sans entorse au principe de la conservation de l'énergie.

CHAPITRE II

**Choix d'un appareil interférentiel
pour l'étude des satellites faibles.**

§ 1. Les qualités essentielles d'un appareil dispersif destiné à la mise en évidence des satellites faibles, sont, par ordre d'importance :

— le grand contraste, c'est-à-dire faible éclairement entre les raies ou franges ;

— l'absence de raies parasites ou « ghosts » d'intensité égale ou supérieure au satellite étudié ;

— la grande luminosité, le satellite faible en valeur relative étant en général de faible intensité en valeur absolue.

Un bon contraste théorique peut être obtenu au moyen d'un quelconque des appareils interférentiels déjà cités. Il suffit pour cela de multiplier le nombre de marches de l'échelon, d'utiliser une lame de Lummer de grande longueur à l'émergence presque rasante, ou de prendre un étalon interférentiel à couches semi-transparentes de facteur de réflexion élevé.

Les « ghosts » nous font rejeter l'échelon et la lame de Lummer, tout au moins pour les instruments de qualité courante. Quant à la luminosité, nous venons de voir que l'étalon interférentiel employé de la façon usuelle présentait sur les autres appareils dispersifs une supériorité considérable.

L'emploi de l'étalon de Fabry-Pérot s'impose donc de préférence à tout autre type d'interféromètre.

Nous allons préciser ses conditions d'emploi suivant le récepteur associé : plaque photographique ou cellule photoélectrique.

§ 2. **Etalon associé à la plaque photographique.** — Nous devons distinguer le cas de la source émettant un faisceau de très faible étendue (emploi d'un tube spectroscopique long vu en bout pour obtenir un renforcement apparent du satellite faible par utilisation de l'auto-absorption) (2).

L'emploi d'un étalon Fabry-Pérot à entrée claire sera intéressant

tant que l'étendue des faisceaux émis par la source dans le plan de la dispersion sera très inférieure à $N\lambda$ (voir chapitre I^{er}, § 3) (6).

La lame de Lummer conviendrait aussi et serait même préférable, si elle était suffisamment parfaite pour ne pas donner de « ghosts ».

Il peut aussi arriver que l'étendue du faisceau qui tombe sur l'étalon soit limitée non par la source, mais par le monochromateur. Si ce monochromateur est utilisé dans les conditions de résolution déjà précisées (fente de largeur égale à la largeur de diffraction), l'étendue utile dans le sens de la dispersion ne dépassera pas λ et nous devons utiliser aussi un étalon à entrée claire.

Pour l'étude de raies faibles émises par une source d'étendue beaucoup plus grande que $N\lambda$, nous aurons intérêt à utiliser un monochromateur de résolution théorique supérieure à N fois la résolution minimum nécessaire suivi d'un étalon de Fabry-Pérot normal.

§ 3. Etalon associé à une cellule (5). — Nous étions obligés, dans le cas photographique pour l'étalon normal, d'avoir un champ spectral au moins égal à l'interfrange. Il en résultait un rendement $1/N$, une fraction $\frac{N-1}{N}$ de l'énergie étant perdue par réflexion.

Si nous nous contentons d'explorer avec une cellule placée derrière une fente la figure d'interférence destinée à la plaque photographique, les conclusions sont évidemment les mêmes qu'au deuxième paragraphe. Mais nous ne sommes pas obligés d'avoir un champ qui couvre l'interfrange si nous provoquons l'exploration par une variation d'épaisseur optique de l'étalon. Ce dernier joue alors le rôle d'un filtre monochromatique à bande passante de longueur d'onde moyenne variable, et la géométrie du faisceau peut être prévue pour que toute l'énergie soit utilisée pour l'épaisseur ne de l'étalon correspondant au sommet d'un anneau sur la cellule.

En conclusion, nous voyons que l'étalon de Fabry-Pérot normal, associé à une cellule photoélectrique, fournit la solution la plus satisfaisante au point de vue énergétique, quelle que soit l'étendue du faisceau émis par la source.

Rappelons que l'étalon de Fabry-Pérot possède, en outre, sur les autres interféromètres à ondes multiples, l'avantage de couvrir avec un jeu de cales, toute la gamme des résolutions.

Nous allons étudier en détail cet instrument dans la deuxième et troisième partie de ce travail : améliorations réalisables sur les miroirs semi-transparents grâce aux progrès récents sur les couches minces multiples, limite des performances d'un appareil unique, et combinaisons d'étalons spécialement adaptées à la recherche des satellites faibles.

DEUXIÈME PARTIE

MIROIRS SEMI-TRANSPARENTS

La recherche des raies faibles au moyen d'étalons interférentiels nécessite des miroirs semi-transparents à faible absorption ; celle des satellites faibles, des miroirs à très faible absorption et facteur de réflexion élevé afin d'obtenir de grands contrastes.

Les couches semi-transparentes classiques d'argent ou d'aluminium conviennent mal à cause de leur trop grande absorption. Nous allons montrer les progrès réalisables en les remplaçant par des couches simples ou multiples de matériaux non absorbants.

Cette étude sera faite sans chercher à exposer les méthodes de calcul des couches minces et en donnant volontairement le pas aux mesures expérimentales sur les considérations théoriques. Les formules seront indiquées simplement dans la mesure où leur application donne des renseignements immédiats sur les couches à préparer. Par contre, nous donnerons avec plus de détails les moyens à mettre en œuvre pour la réalisation des couches multiples preconisées ainsi que pour l'établissement expérimental de leurs caractéristiques.

CHAPITRE PREMIER

§ 1. Rappel des caractéristiques de l'étalon Fabry-Pérot. — Nous allons rappeler les propriétés essentielles d'un étalon Fabry-Pérot parfait (c'est-à-dire dont les lames sont supposées parfaitement planes et rigoureusement parallèles) pour un faisceau incident monochromatique.

Les notations seront les suivantes (fig. 7) :

λ longueur d'onde du faisceau incident.

e épaisseur de la lame d'air.

δ différence de marche entre deux rayons émergents successifs :

$$\delta = n(TKL) = 2ne \cos i.$$

φ différence de phase correspondant à δ :

$$\varphi = \frac{2\pi\delta}{\lambda} = \frac{4\pi ne \cos i}{\lambda}.$$

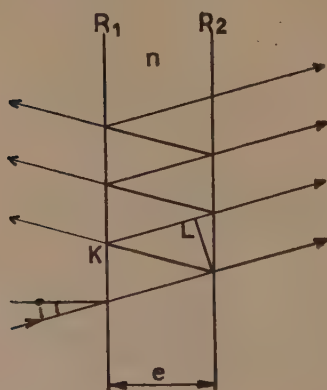


Fig. 7.

$R_1 R_2$ facteurs de réflexion côté air des miroirs de l'étalon.

$T_1 T_2$ facteurs de transmission des miroirs.

$A_1 A_2$ absorption des lames $A = I - R - T$.

r et t réflexion et transmission pour les amplitudes $r = \sqrt{R}$, $t = \sqrt{T}$.

La répartition de l'intensité dans les anneaux à l'infini par transmission est donnée en fonction du déphasage φ par la formule classique :

$$I(\varphi) = I_0 \frac{T_1 T_2}{1 + r_1^2 r_2^2 - 2 r_1 r_2 \cos \varphi}.$$

Il est facile de voir que l'intensité maximum $I(0)$ pour le sommet d'un anneau aura la plus grande valeur possible quand les deux miroirs semi-transparents seront identiques : $R_1 = R_2$, $T_1 = T_2$.

On pourra alors écrire :

$$I(\varphi) = I_0 \frac{T^2}{1 + R^2 - 2R \cos \varphi} = I_0 \left(\frac{T}{1 - R} \right)^2 \frac{1}{1 + m \sin^2 \varphi/2} \text{ avec } m = \frac{4R}{(1 - R)^2}.$$

Pour le sommet d'un anneau $I(0) = I_M = I_0 \left(\frac{T}{1 - R} \right)^2$.

La transparence de l'étalon pour l'incidence correspondante s'écrira :

$$\mathcal{C} = \frac{I_M}{I_0} = \left(\frac{T}{1 - R} \right)^2 = \left(\frac{T}{T + A} \right)^2 = \left(1 - \frac{A}{1 - R} \right)^2.$$

L'intensité minimum correspond à $\varphi = \pi$ (fond entre deux anneaux) :

$$I_m = I_0 \left(\frac{T}{1 - R} \right)^2 \frac{1}{1 + m}.$$

L'expression du contraste s'en déduit : Contraste $\mathcal{C} = \frac{I_M}{I_m} = \left(\frac{1 + R}{1 - R} \right)^2$.

La largeur des anneaux s'évalue sur la courbe des intensités en fonction du déphasage φ (et non de l'incidence i). La largeur relative est le rapport entre la largeur de la courbe $I = f(\varphi)$ à mi-hauteur et la distance qui sépare deux maxima successifs. Si $\varphi_{1/2}$ est un déphasage tel que $I(\varphi_{1/2}) = I_0/2$, la largeur relative s'exprime par :

$$\frac{2\varphi_{1/2}}{2\pi} = \frac{\varphi_{1/2}}{\pi}.$$

Nous appellerons « Finesse », l'inverse de la largeur relative $\mathcal{F} = \frac{\pi}{\varphi_{1/2}}$.

Si nous évaluons $\varphi_{1/2}$ en fonction de R , nous obtenons :

$$\mathcal{F} = \frac{\pi\sqrt{R}}{1 - R} \text{ soit à peu près } \mathcal{F} = \frac{3}{1 - R}.$$

pour les facteurs de réflexion élevés de l'ordre de 0,90.

Certains auteurs (9) comparent la finesse des anneaux de Fabry-

Pérot à celle d'un appareil interférentiel à N faisceaux d'égale intensité (réseau à échelon par exemple). La largeur est alors évaluée pour l'ordonnée $I(\varphi) = 0,405 I_0$ comme dans une figure de diffraction classique. L'expression numérique de la finesse est diminuée d'environ 20 o/o de ce fait :

$$\mathcal{F} = N = \frac{2,58\sqrt{R}}{1-R}.$$

Nous avons tracé (fig. 9), la courbe représentative de la finesse des anneaux à mi-hauteur en fonction du facteur de réflexion R .

§ 2. Etude de la transparence d'un étalon. — L'expression de la transparence $\mathcal{T} = \frac{I_M}{I_0}$ dépend à la fois de R et de l'absorption A . Nous devons donc tracer un réseau de courbes, par exemple $\mathcal{T} = f(R)$ pour diverses valeurs de A . Le tableau I donne les valeurs numériques qui ont servi à l'établissement de ces courbes (fig. 8).

TABLEAU I

Finesse	$A =$	0,01	0,025	0,05	0,1	0,15	0,20	0,30	0,40
$\mathcal{F} = \frac{\pi\sqrt{R}}{1-R}$	R								
	0	0,98	0,95	0,90	0,81	0,72	0,64	0,49	0,36
	0,10				0,79	0,70	0,61	0,44	0,31
	0,20				0,765	0,66	0,56	0,39	0,25
2,5	0,30				0,735	0,61	0,51	0,33	0,18
	0,40				0,69	0,56	0,44	0,25	0,11
4,4	0,50	0,96	0,905	0,81	0,64	0,49	0,36	0,16	0,04
	0,60	0,95	0,88	0,76	0,56	0,40	0,25	0,06	0,00
9	0,70	0,93	0,84	0,70	0,44	0,25	0,11	0,00	
14	0,80	0,905	0,765	0,56	0,25	0,06	0,00		
19	0,85	0,87	0,69	0,44	0,11	0,00			
30	0,90	0,81	0,56	0,25	0,00				
38	0,92	0,76	0,475	0,14					
	0,94	0,70	0,34	0,03					
60	0,95	0,64	0,25	0,00					
	0,96	0,56	0,14						
	0,97	0,44	0,03						
	0,98	0,25							
	0,99	0,00							

$$\mathcal{T} = \left(\frac{T}{1-R} \right)^2 = \left(1 - \frac{A}{1-R} \right)^2$$

On voit que la transmission pour le sommet des anneaux diminue rapidement quand l'absorption augmente et que cette décroissance est d'autant plus sensible que le facteur de réflexion est plus élevé

(Il suffit d'une absorption de 1 0/0 avec $R = 0,95$ pour faire baisser $\mathcal{T}$ de 40 0/0). Les courbes tracées (fig. 8) ne correspondent nullement à un matériau réel car, lorsqu'on fait varier l'épaisseur d'une couche mince métallique, on modifie à la fois R et A ; mais ces courbes permettent de juger sans calcul de l'absorption admissible pour un interféromètre de caractéristiques données à l'avance. Par exemple,

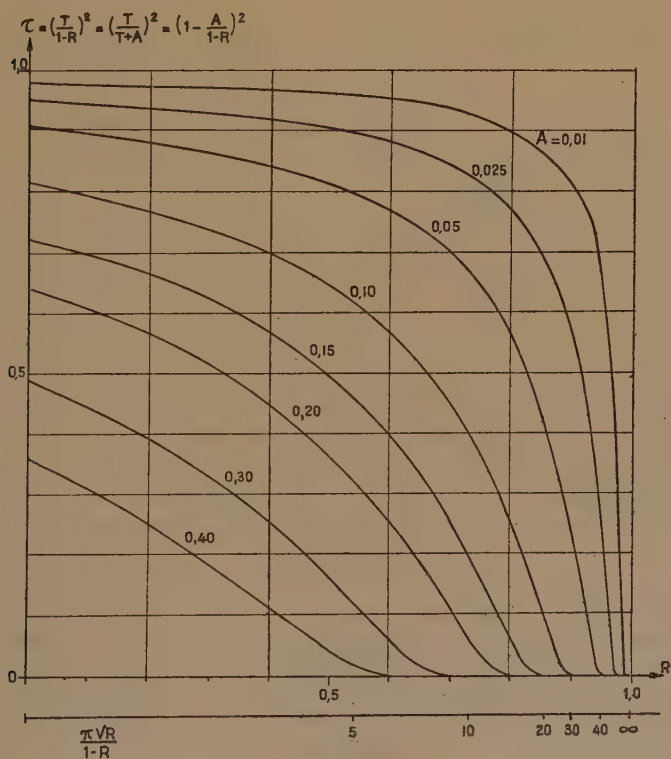


Fig. 8.

si nous désirons des anneaux très fins $\mathcal{T} = 20$ avec une absorption qui ne dépasse pas 60 0/0 de l'énergie incidente (pour le sommet des anneaux), la courbe 9 nous indique que R devra être au moins égal à 0,855 et les courbes 8 que l'absorption de chaque miroir semi-transparent ne devra pas dépasser 5 0/0. Si on désire conserver une transparence $\mathcal{T} = 0,85$ pour une même finesse, l'absorption ne devra pas dépasser 1 0/0. Dans le premier cas, on peut utiliser une couche d'argent d'épaisseur convenable, mais on est déjà à la limite des

possibilités de ce métal. Dans le second cas, on ne trouvera pas de couche métallique qui soit aussi peu absorbante et il faudra

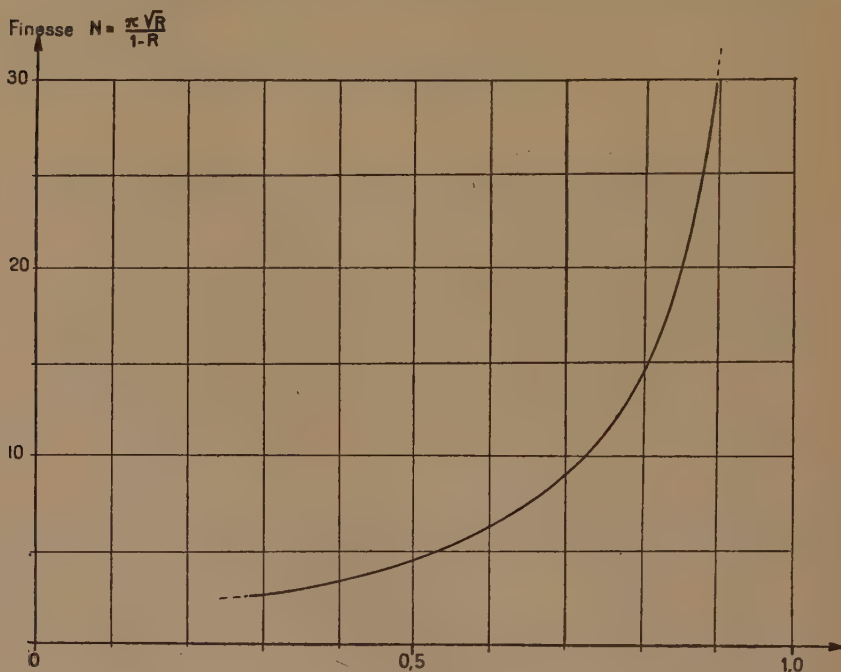


Fig. 9.

s'adresser à d'autres matériaux et à des couches plus complexes. Avant d'entreprendre leur étude, nous allons rappeler sommairement les possibilités des couches métalliques semi-transparentes classiques.

CHAPITRE II

Couches simples.

Les techniques d'évaporation dans le vide ou de pulvérisation cathodique sont suffisamment connues pour que nous ne les décrivions pas à nouveau dans le cas des couches simples usuellement employées en interférométrie. Nous donnerons plus loin (chap. III) la description d'un appareil permettant le contrôle, pendant l'évapo-

ration même, du facteur de transmission ou de réflexion de la couche déposée, afin d'éviter tout tâtonnement dans la réalisation d'une couche de facteur de réflexion donné à l'avance.

I. — COUCHES MÉTALLIQUES SEMI-TRANSPARENTES

Nous allons sommairement rappeler les propriétés optiques des couches classiques d'argent et d'aluminium afin de permettre la comparaison avec les résultats qui seront donnés plus loin pour les couches simples ou multiples non métalliques.

§ 1. **Argent.** — Les résultats publiés sur les couches minces d'argent obtenues par évaporation dans le vide varient dans de très larges limites d'un auteur à l'autre. Nous avons tracé d'après Goos (10), Tolansky (11) et nos propres mesures, la courbe de la transparence $\mathfrak{C}$ d'un étalon en fonction du facteur de réflexion (fig. 10). Ces valeurs de $\mathfrak{C}$ ont été calculées d'après les valeurs expérimentales de R et T pour la longueur d'onde $\lambda = 5460 \text{ \AA}$.

Les mesures les plus optimistes sont celles de Tolansky (11) (12) qui attribue la faible absorption de ses couches à la pureté du métal déposé, grâce à une technique particulière d'évaporation : le grain d'argent à vaporiser est placé sur un petit ruban de molybdène replié en forme d' Ω renversé ; le métal fond d'abord, mouille le molybdène et, par capillarité, forme une sorte de lentille verticale liquide. La surface d'argent en contact avec le molybdène pendant l'évaporation (qui s'effectue horizontalement) est ainsi minimum.

Goos (10) trouve pour des couches d'argent déposées sur quartz, par évaporation, des chiffres très différents de ceux de Tolansky. Notamment, la courbe $\mathfrak{C} = f(R)$ présente un maximum très net qui ne dépasse pas $\mathfrak{C} = 0,5$ vers $R = 0,80$ alors que Tolansky indique un maximum moins accusé voisin de $\mathfrak{C} = 0,8$ vers $R = 0,70$ (1). Nos propres mesures ont confirmé dans l'ensemble les résultats de Goos. Nous avons régulièrement observé le maximum au voisinage de $R = 0,80$ à une exception près. Nous avons justement tracé sur la figure 10 la courbe correspondant à ce cas exceptionnel.

La comparaison des trois courbes permet de constater un accord à peu près parfait pour les couches épaisses (au-dessus de 30 millimicrons) de $R = 0,85$ à $R_{\max}$. Par contre, les couches plus minces peuvent avoir des propriétés très différentes suivant les conditions d'évaporation. Il est difficile de dire s'il faut en rechercher la cause

(1) L'absorption des couches d'Ag sur quartz est très peu différente de celles déposées sur verre,

dans l'existence de différentes structures de film d'argent ou dans la présence d'impuretés et de gaz occlus. Une étude de diffraction électronique permettrait sans doute d'obtenir des renseignements sur ce point.

Dans le cas le plus fréquemment observé (courbe du type Goos), il n'y a pas intérêt à utiliser des couches d'argent à faible réflexion

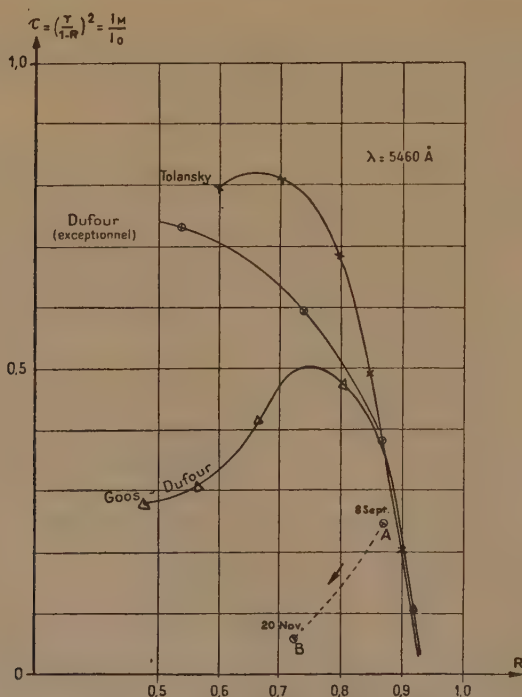


Fig. 10. — Transparence d'un étalon en fonction du facteur de réflexion des lames.

Résultats expérimentaux de différents auteurs pour des couches d'argent évaporé sous vide.

pour l'étude des raies faibles, et c'est là un fait peu connu. Il faut, au contraire, se placer au voisinage du maximum de τ , c'est-à-dire vers $R=0,80$ pour $\lambda=5460 \text{ \AA}$. La position de ce maximum varie avec la longueur d'onde, comme l'indique la figure 11. Le tableau II donne les résultats numériques correspondants (mesures de Goos) et permet de se rendre compte de la variation du facteur de réflexion de l'argent avec la longueur d'onde pour une couche donnée.

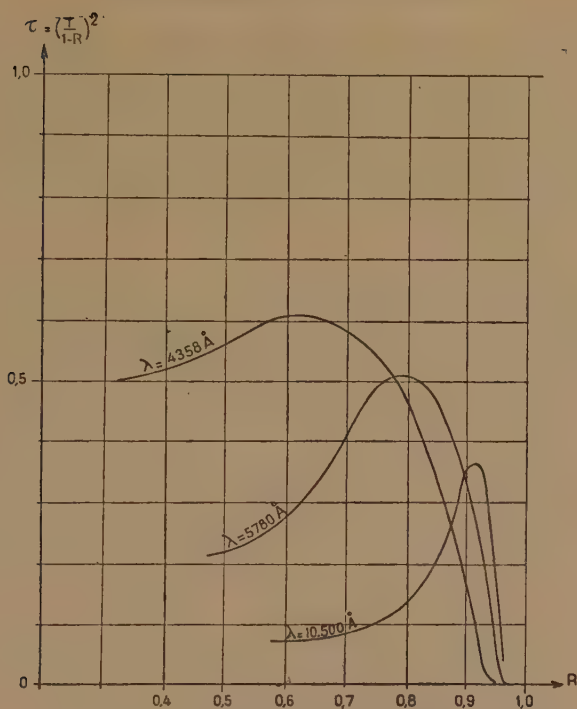


Fig. 11. — Transparence d'un étalon
en fonction du facteur de réflexion des lames.

Résultats pour des couches d'argent évaporé sur quartz (Goos) pour différentes longueurs d'onde.

TABLEAU II. — *Propriétés optiques de couches minces
d'Ag sur quartz, d'après Goos.*

Epaisseur mμ	69,6	45,6	29,4	21,9	17,5	12,0	8,4
λ 4 353	R o/o .	92,8	85,7	67,2	51,5	41,1	31,3
	T o/o .	1,4	7,9	25,3	36,8	42,2	48,5
	A o/o .	5,8	6,4	7,5	11,7	16,7	20,2
	ε . .	0,04	0,30	0,60	0,57	0,52	0,50
λ 5 780	R o/o .	95,6	93,0	83,5	68,8	58,4	49,0
	T o/o .	0,4	2,8	11,5	19,1	21,2	19,5
	A o/o .	4	4,2	5	12,1	20,4	31,5
	ε . .	0,01	0,16	0,49	0,38	0,26	0,15
λ 10 500	R o/o .	97,0	96,5	93,8	78,5	58,2	40,0
	T o/o .	0,1	0,6	3,3	7,3	11,2	18,8
	A o/o .	2,9	2,9	2,9	14,2	30,5	41,2
	ε . .	0,001	0,03	0,28	0,12	0,075	0,10

Dans la pratique, les transparences des étalons argentés sont toujours plus faibles que celles indiquées ci-dessus à cause du vieillissement rapide des couches. A titre d'exemple, nous avons suivi l'altération des miroirs d'un étalon pendant deux mois et demi et illustré la perte de transparence $\mathfrak{C}$ par la courbe AB (fig. 10). Du 8 septembre au 20 novembre, le facteur de réflexion est passé de 0,87 à 0,73, tandis que la transparence diminuait de $\mathfrak{C}=0,25$ à 0,06, rendant l'étalon inutilisable pour l'étude des raies faibles.

§ 2. Aluminium. — Si l'aluminium a sur l'argent des avantages certains au point de vue conservation, solidité et faible variation du

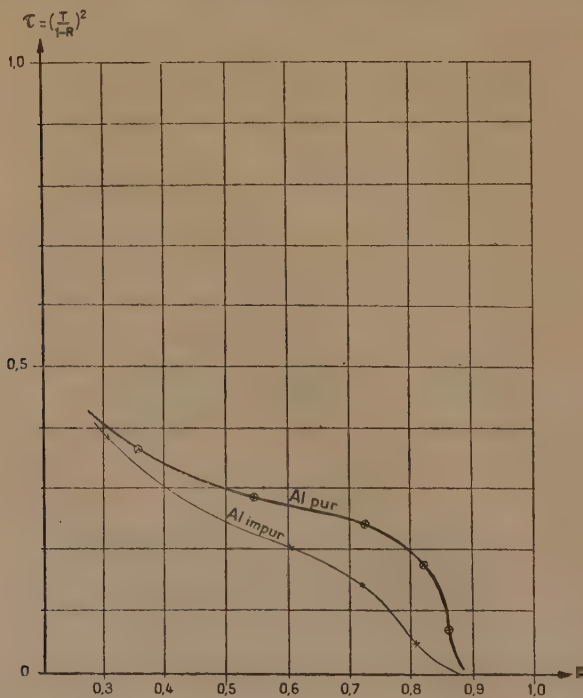


Fig. 12. — Transparence d'un étalon en fonction du facteur de réflexion des lames.

Résultats expérimentaux pour des couches d'aluminium évaporé sous vide.

facteur de réflexion avec la longueur d'onde, on ne saurait utiliser les couches minces d'Al dans l'étude interférométrique des raies faibles à cause de leur absorption notable, toujours supérieure à 10 o/o. La courbe $\mathfrak{C}=f(R)$ (fig. 12) ne possède pas de maximum et il est exact

de dire que les couches à faible facteur de réflexion donnent à un étalon interférentiel une transparence plus grande.

La courbe en trait plein traduit les meilleurs résultats que nous avons obtenus par évaporation d'aluminium pur. Ils sont voisins de ceux donnés par Strong (13). La courbe en pointillés concerne des couches obtenues par évaporation d'aluminium impur (conducteur destiné aux installations électriques).

§ 3. **Chrome.** — Les couches de chrome déposées par vaporisation dans le vide sont constituées par le métal pur et présentent une absorption considérable. Par exemple, la couche d'épaisseur telle que $R = 0,20$ pour $\lambda = 5460 \text{ \AA}$ a une absorption de 0,35.

Il n'en est pas de même des couches minces de chrome obtenues par voie cathodique qui sont très probablement constituées par l'oxyde de chrome Cr_2O_3 .

Leur absorption est extrêmement faible mais, malheureusement, leur facteur de réflexion ne dépasse guère 0,20.

Nous donnons ci-dessous quelques résultats empruntés à Marcel Perrot (14).

Epaisseur	λ	R	T	$\bar{C}$
48 m μ	4 358 $\text{\AA}$	0,33	0,705	0,85
74 m μ	5 460 $\text{\AA}$	0,207	0,752	0,90
	5 780 $\text{\AA}$	0,202	0,752	0,90

On voit que les couches de chrome cathodique peuvent être utilisées pour l'étude des raies faibles mais on leur préférera des couches minces de sels ou oxydes non absorbants qui permettent d'atteindre sans perte de luminosité des facteurs de réflexion plus élevés. Ce sont de tels matériaux que nous allons étudier maintenant.

II. — COUCHES SEMI-TRANSPARENTES NON MÉTALLIQUES

§ 1. **Théorie.** — Nous nous bornerons au cas de l'incidence normale. Nous savons que la surface de séparation de deux corps transparents d'indice n_1 et n_2 se comporte comme un miroir semi-transparent de facteur de réflexion $\left(\frac{n_2 - n_1}{n_2 + n_1}\right)^2$ et de transmission exactement complémentaire.

Une couche mince d'épaisseur uniforme (fig. 13) déposée sur une lame de verre se trouve donc entre deux surfaces de séparation semi-transparentes parallèles dont nous connaissons les facteurs de réflexion et de transmission. Nous avons là un étalon interférentiel de très faible épaisseur, dont nous pouvons aisément calculer la transparence et la réflexion par application des formules déjà données chapitre I^{er}, § 1, pour l'étalon Fabry-Pérot ⁽¹⁾.

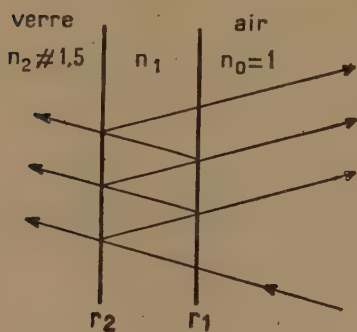


Fig. 13.

Nous aurons ici :

$$T = \frac{t_1^2 t_2^2}{1 + r_1^2 r_2^2 - 2r_1 r_2 \cos \varphi} \quad \text{avec } R = I - T.$$

$r_1 r_2 t_1 t_2$ sont les facteurs de réflexion et de transmission relatifs aux amplitudes et s'expriment en fonction des indices :

$$\begin{aligned} r_1 &= \frac{n_1 - n_0}{n_1 + n_0} & r_2 &= \frac{n_1 - n_2}{n_1 + n_2} \\ t_1^2 &= 1 - r_1^2 & t_2^2 &= 1 - r_2^2. \end{aligned}$$

Pour les couches d'indice n_1 élevé, r_1 et r_2 sont positifs. Le facteur de transmission est minimum et R maximum pour $\cos \varphi = -1$, soit :

$$\varphi = (2k + 1)\pi = \frac{4\pi ne}{\lambda}.$$

L'épaisseur minimum de la couche qui rend R maximum est donc réalisée pour $\varphi = \frac{4\pi ne}{\lambda}$ et, par suite, $ne = \frac{\lambda}{4}$.

Les formules se simplifient alors considérablement et les facteurs de réflexion et de transmission de la couche mince s'écrivent :

$$\begin{aligned} T_{\min} &= \frac{(1 - r_1^2)(1 - r_2^2)}{(1 + r_1 r_2)^2} \\ R_{\max} &= \frac{(r_1 + r_2)^2}{(1 + r_1 r_2)^2}. \end{aligned}$$

(¹) Certains auteurs ont exprimé R sous des formes différentes ; citons la formule de King et Lockhart (15) :

$$R = \left| \frac{n_1(1 - n_2) + j(n_2 - n_1^2) \operatorname{tg} \varphi/2}{n_1(1 + n_2) + j(n_2 + n_1^2) \operatorname{tg} \varphi/2} \right|^2.$$

Si nous voulons exprimer R directement en fonction des indices, nous arrivons à la formule simple :

$$R_{\max} = \left| \frac{n_2 - n_1^2}{n_2 + n_1^2} \right|^2$$

pour $n_0 = 1$ (air) R croît rapidement avec n_1 .

Prenons un exemple :

$$n_0 = 1 \quad n_1 = 3 \quad n_2 = 1,52 \quad R = T = 0,50.$$

Malheureusement, on ne connaît pas de corps d'indice supérieur à 3 loin des bandes d'absorption et les possibilités sont, de ce fait, très restreintes. Les matériaux d'indice élevé, pratiquement utilisés pour les miroirs semi-transparents, se réduisent à trois : le sulfure d'antimoine Sb_2S_3 , le bioxyde de titane TiO_2 et le sulfure de zinc, SZn .

§ 2. Sulfure de zinc (16). — Nous donnerons plus loin des détails techniques sur l'évaporation du SZn dans le vide poussé (voir chap. III, II, § 5).

Le sulfure de zinc en couches minces a un indice voisin de 2,3 ; par application des formules théoriques déjà données, nous obtenons pour un miroir de SZn sur verre d'indice 1,5 :

$$R = \left| \frac{1,5 - (2,3)^2}{1,5 + (2,3)^2} \right|^2 = 0,31$$

(pour la longueur d'onde correspondant à $n_1 e = \frac{\lambda}{4}$) avec une transmission complémentaire.

Expérimentalement, nous avons mesuré des facteurs de réflexion compris entre 0,30 et 0,33 au milieu du spectre visible. L'absorption est, en général, inférieure à 0,01 au-dessus de $\lambda = 5\,000 \text{ \AA}$. Le facteur de réflexion d'une telle couche mince en $\lambda/4$ varie très peu avec la longueur d'onde. En appliquant la formule de l'étalon de Fabry-Pérot, on a pour la transmission :

$$T = \frac{0,807}{1,007 - 0,166 \cos \pi \frac{\lambda_0}{\lambda}}$$

λ_0 étant la longueur d'onde pour laquelle l'épaisseur optique de la couche vaut $\lambda/4$. Avec $\lambda_0 = 5\,500 \text{ \AA}$, nous obtenons les valeurs :

λ	T	R
4 100	0,715	0,285
4 600	0,70	0,30
5 500	0,69	0,31
6 400	0,70	0,30
6 900	0,715	0,285

Le calcul suppose que l'indice reste égal à 2,3 dans tout l'intervalle spectral considéré, ce qui n'est pas tout à fait exact.

§ 3. Bioxyde de titane (17). — Les premières publications sur TiO_2 annonçaient un indice de 2,8 ou même 3. La valeur communément admise maintenant est 2,4, ce qui donne un facteur de réflexion maximum sur verre de 0,35, en accord avec la valeur mesurée expérimentalement pour les couches déposées par évaporation sous vide poussé.

L'augmentation de R par rapport à SZn n'est pas considérable, mais les couches sont beaucoup plus solides. Leur évaporation, par contre, est beaucoup plus difficile. Il faut chauffer au-delà de 2 000° sur un fil ou un ruban de tungstène. On obtient un dépôt formé de titane et probablement de sous-oxydes mal définis. La couche présente alors une absorption notable ; après chauffage à l'air, vers 400° pendant plusieurs heures, la couche est entièrement réoxydée et l'absorption a presque disparu.

Un procédé entièrement différent a été utilisé pour le dépôt de bioxyde de titane : c'est la combustion au contact du verre à traiter d'un dérivé gazeux du titane : TiCl_4 (18). Il semble difficile, *a priori*, d'atteindre à l'aide de ce procédé une uniformité dans l'épaisseur aussi grande que par évaporation dans le vide à grande distance, uniformité essentielle en interférométrie.

§ 4. Sulfure d'antimoine. — C'est un matériau d'indice très élevé, voisin de 3 dans le jaune. Le facteur de réflexion est de 0,50 environ et les couches Sb_2S_3 marqueraient un progrès très net sur SZn et TiO_2 si elles n'étaient absorbantes vers les courtes longueurs d'onde, dès 5 500 Å environ.

L'évaporation de ces couches est très facile. Nous avons préparé plusieurs d'entre elles afin de préciser l'absorption vers le bleu (1). Les figures 14a et 14b donnent les résultats des mesures que nous avons effectuées. Alors que pour $\lambda = 5\,800\text{ Å}$, $R = 0,48$ avec une absorption $A = 0,06$, pour $\lambda = 4\,500\text{ Å}$, $R = 0,345$ avec une absorption considérable : $A = 0,37$. La courbe $\mathfrak{C} = f(R)$ montre qu'un tel miroir semi-transparent perd tout intérêt en interférométrie au-dessous de $\lambda = 5\,500\text{ Å}$.

(1) La matière première utilisée était de la stibine, sulfure d'antimoine naturel dont nous ne connaissons pas le degré de pureté.

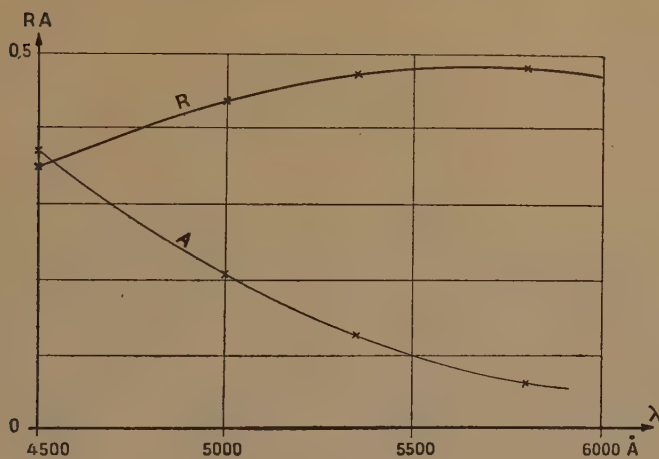


Fig. 14a.

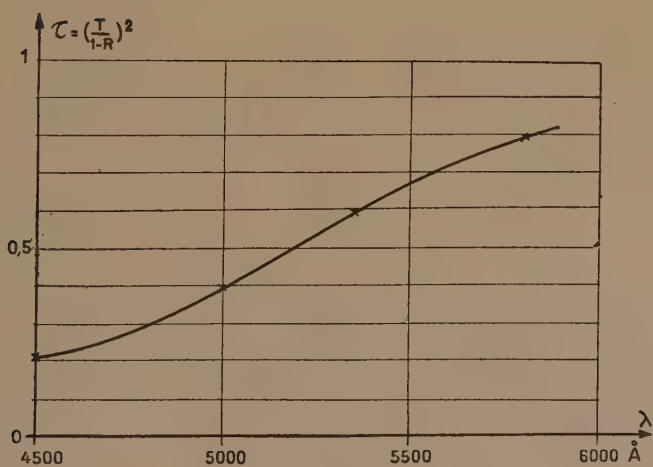


Fig. 14b.

Fig. 14a-14b. — Réflexion et absorption
d'une couche de sulfure d'antimoine d'épaisseur $\lambda/4$ pour $\lambda = 5600 \text{ Å}$.
Transparence de l'étalon interférentiel correspondant.

CHAPITRE III

Couches multiples.

Nous venons de voir que les couches minces de matériaux non absorbants comme SZn , TiO_2 donnaient des résultats tout à fait satisfaisants pour l'interférométrie des raies faibles ($\mathcal{C}$ peut dépasser 0,90), à condition de se contenter d'un facteur de réflexion de 0,30. Pour atteindre des facteurs de réflexion élevés, $R = 0,80$ par exemple, à l'aide d'une couche unique d'épaisseur $\lambda/4$, il faudrait disposer de corps parfaitement transparents d'indice $n = 20$, alors qu'on ne sait pas dépasser $n = 2,4$ sans tomber sur des matériaux absorbants. On peut cependant réaliser des facteurs de réflexion élevés par empilement de miroirs semi-transparentes convenablement espacés. Chacun de ces miroirs élémentaires sera une surface de séparation de deux milieux transparents aussi différents que possible. Nous devons donc réaliser des couches alternées de matériaux successivement de haut indice et de bas indice de réfraction.

Nous allons étudier de telles couches ainsi que des couches multiples mixtes (métal recouvert de couches transparentes). Ces couches multiples permettront de couvrir, avec une très faible absorption, la gamme des facteurs de réflexion élevés réservés jusqu'ici à l'argent ou à l'aluminium.

I. — TECHNIQUE DE L'ÉVAPORATION DES COUCHES MULTIPLES

§ 1. Repérage de l'épaisseur d'une couche mince pendant l'évaporation (19). — La préparation des couches multiples est un peu plus délicate que celle des couches simples et il devient indispensable de contrôler l'épaisseur de chaque couche au fur et à mesure de son dépôt.

Les procédés sont nombreux mais la plupart d'entre eux nécessitent l'ouverture de la cloche quand ce n'est pas la destruction de la couche elle-même. Nous ne retiendrons que les méthodes qui permettent la mesure continue pendant l'évaporation en éliminant les procédés peu fidèles, comme les mesures de résistivité électrique, ou encore d'un usage incommode, comme la mesure de la polarisation de la lumière réfléchie sous incidence oblique.

A) *Pesée du produit.*

La méthode la plus simple pour connaître l'épaisseur approximative de la couche déposée est la pesée préalable du produit à évaporer. Si on connaît la distance d'évaporation et si on suppose la répartition dans l'espace, isotrope, on peut facilement calculer la masse déposée par unité de surface des pièces à traiter. Pour les couches assez épaisses (de l'ordre de 100 millimicrons), il n'y a aucune difficulté pour passer de la densité superficielle à l'épaisseur, la masse spécifique du matériau en couches minces ayant la même valeur que pour le matériau massif. Par contre, un métal en couches très minces (au-dessous de 10 millimicrons) a des constantes physiques très différentes de celles du métal massif et l'épaisseur de la couche ne peut pas s'évaluer facilement connaissant la masse déposée par centimètre carré.

On ne peut supposer la répartition isotrope que dans un nombre de cas restreint : par exemple, évaporation d'un cavalier d'argent sur un fil de tungstène ; le cavalier fond et donne un globule à peu près sphérique, ce qui légitime l'hypothèse faite.

Si on évapore un métal ou une poudre sur une bande, on peut supposer que le matériau évaporé se répartit uniformément sur une demi-sphère. La répartition est plus difficile à prévoir pour d'autres types de nacelles.

La méthode des pesées est imprécise pour de nombreuses autres raisons. Certains matériaux ont tendance à sauter hors du creuset, d'autres réagissent sur le métal du creuset et on ne peut connaître exactement la quantité qui a été évaporée. Signalons enfin que l'indice de réfraction de certains corps en couches minces (les fluorures notamment) dépend de la pression au moment de l'évaporation. Ainsi pour des masses égales évaporées lors de deux opérations successives, à des pressions différentes, l'épaisseur optique *ne* de la couche déposée ne sera pas exactement la même. Pour ces différentes raisons, il est difficile d'obtenir, par pesée du produit, des couches d'épaisseurs reproductibles avec précision.

B) *Contrôle optique.*

a) *Contrôle visuel.* — La couleur observée par réflexion d'un faisceau de lumière blanche sur un verre recouvert d'une couche mince de bas indice (cryolithe, fluorure de magnésium) donne des indications assez précises sur l'épaisseur de la couche. C'est ainsi qu'une couche anti-reflets d'épaisseur $\lambda/4$ pour la longueur d'onde 5 500 Å paraît pourpre. Cette méthode a le défaut de faire intervenir l'équation personnelle de l'observateur. En outre, elle ne convient absolu-

ment pas pour les dépôts très peu colorés, comme les couches d'épaisseur inférieure à $\lambda/4$ de corps d'indice élevé (par exemple, sulfure de zinc), ni pour les couches métalliques semi-transparentes.

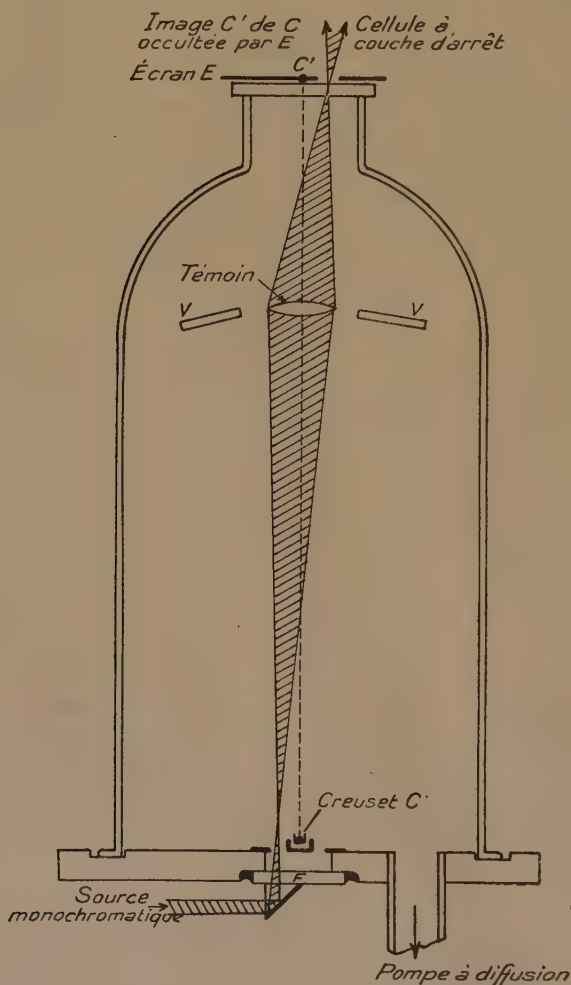


Fig. 15. — Repérage de l'épaisseur par la mesure du facteur de transmission.

b) *Contrôle par cellule photo-électrique.* — On mesure, à l'aide d'une cellule, le facteur de réflexion ou le facteur de transmission d'un verre témoin disposé à la même distance du creuset que le verre

à traiter. Suivant les cas, il est préférable, de repérer l'épaisseur par la transmission ou par la réflexion.

La figure 15 représente le dispositif de mesure des facteurs de transmission. Un faisceau lumineux monochromatique pénètre dans

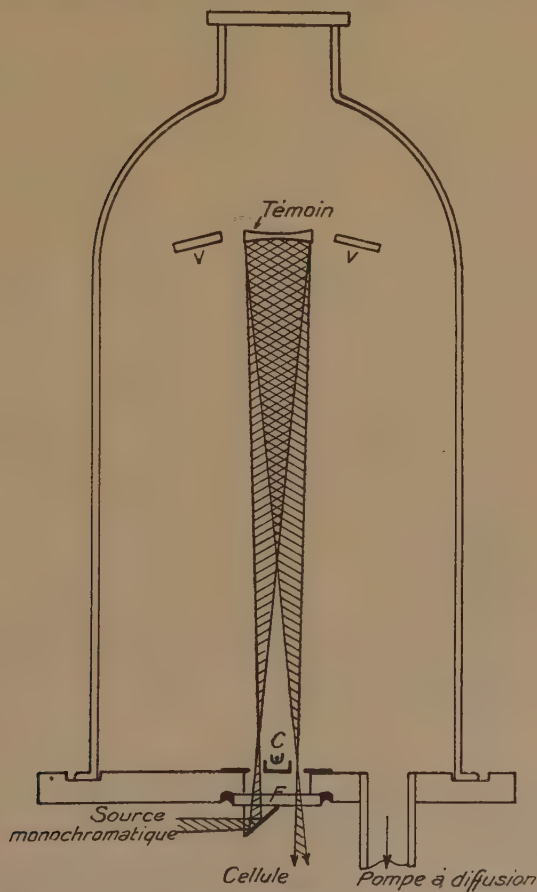


Fig. 16. — Repérage de l'épaisseur par la mesure du facteur de réflexion.

la cloche en F et traverse un verre témoin constitué par une lentille convergente. L'écran E possède une fente qui laisse passer ce faisceau de mesure vers la cellule, mais arrête la lumière parasite émise par le creuset au moment de l'évaporation. Les deux lames d'étalon à traiter sont placées sur une calotte sphérique centrée sur le creuset à la même distance que le verre témoin.

La figure 16 représente le schéma du repérage par la mesure du

facteur de réflexion. Le verre témoin est une lentille biconcave. Le centre de courbure de la face inférieure est voisin de l'évaporateur. Ainsi l'image du creuset sur cette face est le creuset lui-même. Un cache en forme d'U évite tout éclaircissement de la cellule par la lumière provenant du creuset. Le faisceau réfléchi sur la face supérieure du verre témoin est très divergent et ne perturbe pas les mesures. Ainsi la déviation du galvanomètre, relié à la cellule avant toute évaporation, représente le facteur de réflexion du verre nu, c'est-à-dire, 4 à 4,2 o/o. Il est facile de suivre, pendant l'évaporation, les modifications de ce facteur de réflexion sur le galvanomètre.

S'il s'agit d'un matériau transparent d'indice inférieur à celui du verre, on observe une diminution de R , le passage par un minimum

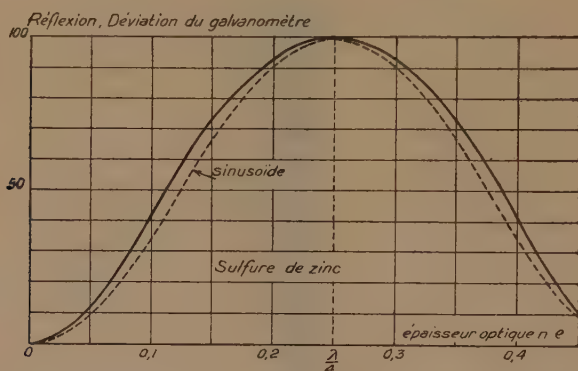


Fig. 17. — Loi théorique de variation du facteur de réflexion en fonction de l'épaisseur pour une couche mince d'indice 2, 3.

pour $ne = \lambda/4$, puis on revient à un maximum égal au facteur de réflexion initial du verre lorsque l'épaisseur optique de la couche est $\lambda/2$, etc... La loi de variation de R en fonction de ne est pratiquement sinusoïdale.

Pour un corps d'indice supérieur à 1,5, le facteur de réflexion augmente d'abord, passe par un maximum pour $ne = \lambda/4$ et passe par un minimum égal au facteur de réflexion initial du verre nu pour une épaisseur optique de $\lambda/2$, etc... La loi de variation de R en fonction de ne s'écarte d'autant plus de la sinusoïde que n est plus élevé; pour les faibles valeurs de n , c'est-à-dire, les faibles valeurs des facteurs de réflexion à chaque intersurface, on n'a pratiquement à considérer pour le calcul de R que les deux premiers rayons réfléchis, d'où la loi sinusoïdale. Pour SZn avec $n = 2,3$ l'écart est encore assez faible, comme le montre la courbe tracée figure 17.

Afin d'augmenter la précision du contrôle des épaisseurs, il est bon de prendre les précautions suivantes :

a) On projette toujours au moins une épaisseur $\lambda/4$ sur le verre témoin, ce qui permet de relever les déviations maximum et minimum du galvanomètre. On fait correspondre ces lectures à un maximum et un minimum de la courbe $R=f(ne)$ relative au corps évaporé. Les repérages sont alors indépendants des éclairissements parasites et, en particulier, l'obscurité n'est pas nécessaire dans la salle.

b) On termine toujours les lectures loin d'un maximum ou d'un minimum. Pour se trouver toujours dans ce cas favorable, plusieurs procédés sont applicables.

On peut placer le verre témoin à une distance du creuset différente de celle du verre à traiter. La loi de l'inverse carré de la distance permet de calculer l'épaisseur à déposer sur le témoin pour obtenir l'épaisseur voulue sur le verre à traiter. Ce procédé n'est pas commode car il nécessite des modifications fréquentes des supports des verres à l'intérieur de la cloche à vide.

On peut encore choisir la longueur d'onde du faisceau monochromatique de contrôle, de façon à ne pas être au voisinage d'un maximum ou minimum de la courbe pour l'épaisseur ne prévue. En fait, il faut tenir compte de la dispersion des indices avec λ et il est difficile d'utiliser cette méthode pour des mesures précises.

Enfin, et c'est le procédé que nous avons utilisé avec succès, un cache commandé de l'extérieur peut être manœuvré entre le creuset et les verres à recouvrir. Par exemple, si nous voulons déposer une épaisseur $\lambda/4$ de SZn pour $\lambda=5460$ sur des lames d'étalon interférentiel, nous déposons d'abord $\lambda/8$ environ sur le verre témoin, les lames étant cachées (arc AB de la courbe, fig. 17); nous démasquons alors les lames à recouvrir et poursuivons l'évaporation suivant la courbe BCD. Ainsi les lectures sont effectuées dans les régions B et D de la courbe $R=f(ne)$ qui permet d'obtenir la précision maximum.

S'il s'agit d'un métal, R tendra rapidement vers une valeur asymptotique et sa mesure ne permettra de repérer l'épaisseur avec précision que pour les très faibles valeurs de l'épaisseur. La mesure du facteur de transmission s'imposera de préférence à celle de R pour les couches épaisses (e au-dessus de $15\text{ m}\mu$ pour Ag par exemple).

§ 2. Réalisation du poste d'évaporation pour couches multiples. — La géométrie du faisceau de contrôle dans le système de repérage des épaisseurs par mesure du facteur de réflexion ne laisse pas beaucoup de place pour le logement de plusieurs creusets contigus. Aussi a-t-on préféré la disposition des creusets sur une tourelle. La figure 18 représente l'ensemble du mécanisme placé dans la cloche à vide.

Les six creusets, C_1, C_2, C_3 , etc..., sont disposés sur l'étoile à six branches formées par les pièces A, isolées les unes des autres au

mica et servant d'amenées du courant. Deux balais frottent sur la partie centrale qui joue le rôle de collecteur. Chacun des creusets C peut être amené dans sa position de travail (C_1) au moyen d'un train

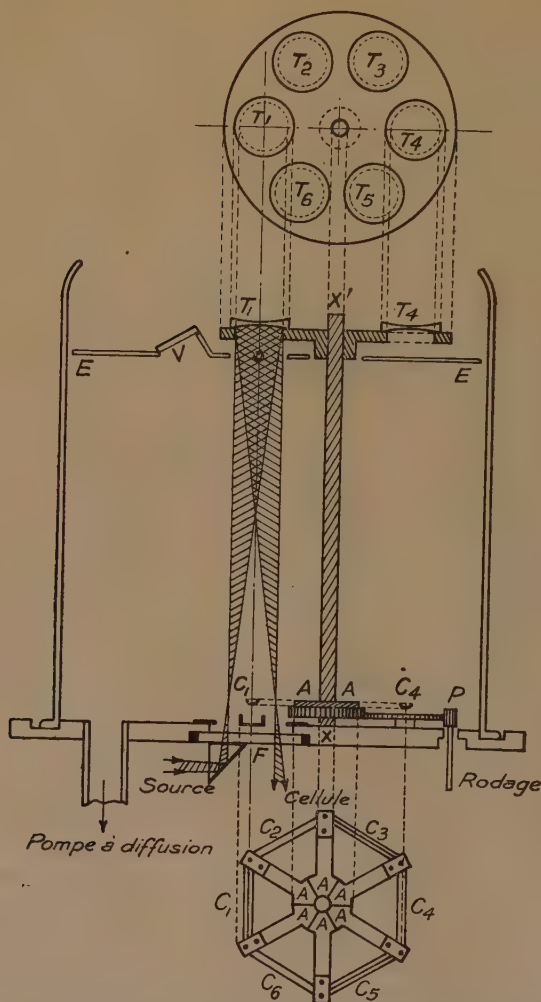
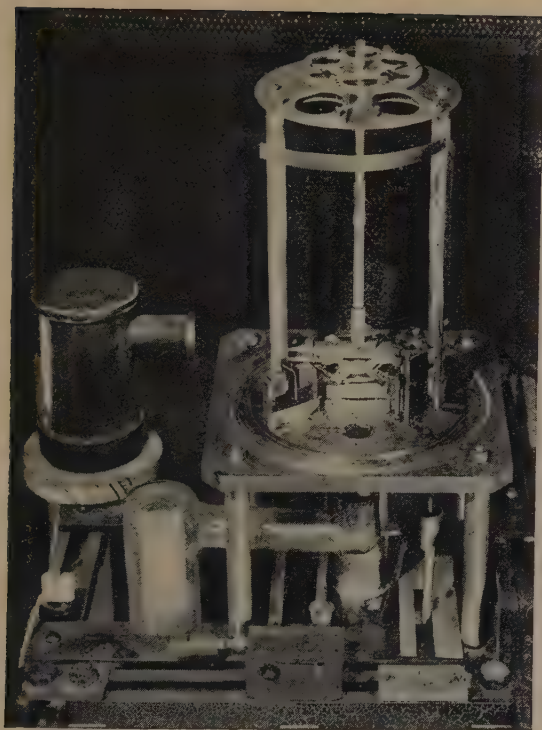


Fig. 18. — Schéma du mécanisme de l'évaporateur spécial destiné à la préparation des couches multiples.

d'engrenages commandé par le pignon P . Ce dernier est entraîné de l'extérieur par l'intermédiaire d'un rodage non représenté sur la figure.



Vue d'ensemble du mécanisme pour évaporation
de couches multiples.

De bas en haut, au voisinage de la verticale du centre de la platine : la
boîte à cellule ; la canalisation et le trou de pompage ; la fente de
passage du faisceau réfléchi ; un creuset à cryolithe et les amenées de
courant ; l'électrode horizontale de nettoyage ionique ; les supports des
deux verres à traiter ; le disque à verres témoins et ses 6 lentilles.

À gauche du trou de pompage : la jauge de Penning.

A chaque creuset, correspond un verre témoin T. Les verres T sont entraînés par l'axe XX' qui porte la tourelle à creusets. L'écran E est percé d'un trou O sur la verticale du creuset qui est en position d'évaporation, de façon que seul T₁ soit métallisé quand on chauffe C₁, puis T₂ quand C₂ est en position d'évaporation, etc... On peut contrôler ainsi chaque couche séparée, tandis que le verre V reçoit l'empilement de tous les dépôts.

Les photographies planche I donnent une vue d'ensemble du poste d'évaporation ainsi que le détail du mécanisme schématisé (fig. 18).

a) *Groupe de pompage*. — Le groupe ne présente aucune caractéristique spéciale. Il est composé d'une pompe à palette simple étage, d'une pompe à diffusion de mercure d'un débit de 20 litres par seconde, suivies d'un piège à air liquide à large voie. La canalisation de pompage a un diamètre de 45 mm. et la cloche en verre un volume de 15 litres environ, diamètre 23 cm., hauteur 40 cm.).

b) *Platine*. — La platine est en laiton de 18 mm. d'épaisseur. Elle est percée en son centre d'un hublot de 40 mm. de diamètre pour le passage du faisceau de contrôle. Un quadrillage de trous borgnes taraudés permet la fixation facile de mécanismes variés dans la cloche. Huit ouvertures de 12 mm. de diamètre sont réservées aux différents passages (basse tension, haute tension, commande du mécanisme, rentrée d'air). Les différents types de passages sont interchangeables. L'étanchéité des joints est assurée par un mastic à vide du type Vacoplaste. Les joints de caoutchouc seraient également commodes mais il était difficile de s'en procurer au moment de la construction de cet appareil.

La picéine a été soigneusement évitée pour les pièces fixées directement sur la platine. Il est difficile, en effet, de refaire un joint picéiné sans chauffer par conduction l'ensemble de la platine, ce qui oblige à refaire également tous les autres joints.

c) *Tourelle d'évaporation*. — L'étoile A porte-creusets est inscrite dans un cercle de 10 cm. de diamètre. Le disque porte-témoins a le même diamètre et supporte 6 verres biconcaves. La distance d'évaporation peut être de 15 cm. ou de 30 cm. suivant les dimensions des pièces à traiter. Il est préférable, pour des raisons d'uniformité des dépôts, de ne pas dépasser un diamètre de 25 mm. pour les verres traités de 15 cm. des creusets. La photo représente le montage pour une évaporation à 30 cm. destinée à des lames d'étalon interférentiel de 70 mm. de diamètre.

d) *Alimentation*. — Le chauffage des creusets se fait en courant alternatif, 50 périodes, par l'intermédiaire d'un transformateur abaisseur, 110/4 volts — 100 ampères, dont le primaire est alimenté par un transformateur à rapport variable (Variac).

L'alimentation haute tension peut fournir 1 000 volts 200 milli-

ampères. Elle est utilisée, soit pour le nettoyage ionique, soit pour la jauge de Penning.

e) *Circuit optique.* — La source de lumière monochromatique est une lampe à mercure à haute pression de 75 watts Philora HP 300 placée devant un filtre ou un monochromateur. La tension d'alimentation est réglée de manière que les fluctuations du flux lumineux ne dépassent pas 1 o/o. Les mesures s'effectuent au moyen d'une cellule à couche d'arrêt débitant sur un galvanomètre de 1 750 ohms, de sensibilité $3 \cdot 10^{-9}$ ampères/mm. On a ainsi facilement 40 divisions pour la réflexion de 4 o/o sur le verre nu pour la raie verte ou la raie jaune du mercure. La sensibilité est juste suffisante pour la raie indigo.

§ 3. *Marche d'une évaporation.* — Les opérations de vide primaire et le dégazage durent environ 20 minutes. Le dégazage préliminaire des produits à évaporer, vers 10^{-4} mm. de mercure, prend en moyenne de 10 à 15 minutes. Un quart d'heure est alors nécessaire pour atteindre un vide suffisamment bon, de l'ordre de 10^{-5} mm. Il faut donc compter environ 1 heure, avant de commencer le premier dépôt.

La durée des évaporations de couches complexes est très variable, suivant le cas. D'une façon générale, il est difficile d'envisager plus d'une opération toutes les 2 heures 1/2.

II. — COUCHES MULTIPLES HAUT INDICE-BAS INDICE

§ 1. *Données théoriques.* — Le calcul complet des propriétés des couches multiples est toujours très complexe, même si les couches ne contiennent aucun matériau absorbant. Les méthodes de calcul ont surtout été développées au sujet de couches multiples anti-reflets, mais restent valables pour les couches multiples à facteur de réflexion élevé qui nous intéressent. Citons les travaux de Mooney (20), Caballero (21), Abelès (22), P. Cotton (23) et Vasiček (24).

Sans entrer dans le détail des différentes méthodes exposées par ces auteurs, nous allons rappeler comment on peut calculer les ordres de grandeur des facteurs de réflexion maximum pour des couches multiples constituées par des couches élémentaires non absorbantes de même épaisseur optique (incidence normale). Nous nous occuperons uniquement de miroirs composés de couches alternativement de haut et bas indice qui donnent des facteurs de réflexion élevés.

Supposons par exemple que nous voulions calculer le facteur de réflexion maximum d'un miroir constitué par trois couches d'in-

lices n_1, n_2, n_3 déposées sur du verre d'indice n_4 . Pour la longueur d'onde correspondant au maximum de R, nous avons :

$$n_3 e_3 = n_2 e_2 = n_1 e_1 = \lambda/4 \text{ (fig. 19)}$$

avec : $n_1 > n_0$ et $n_3 > n_2$
 $n_1 > n_2$ $n_3 > n_4$.

On calcule d'abord le facteur de réflexion $R' = r'^2$ de la couche III et on remplace l'ensemble des deux surfaces de séparation $n_2 n_3$ et $n_3 n_4$ par une surface fictive unique telle que :

$$r' = \frac{r_3 + r_4}{1 + r_3 r_4} \text{ (voir chapitre II, § 1).}$$

On est ainsi ramené au système à deux couches figuré en 19b. Comme la couche III n'est pas absorbante il n'y a aucune difficulté

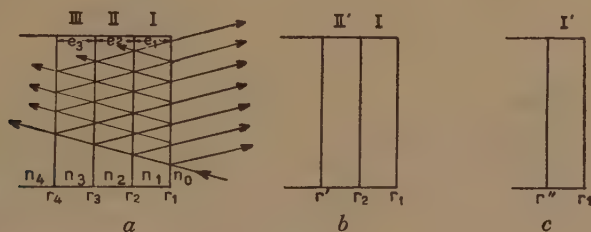


Fig. 19.

au point de vue phase et la surface de séparation fictive remplaçant la couche III peut se trouver à la position de la surface de séparation $n_2 - n_3$. Autrement dit, la couche fictive II' a pour épaisseur optique $\lambda/4$ et on peut à son tour la remplacer par une surface fictive unique telle que :

$$r'' = \frac{r_2 + r'}{1 + r_2 r'} \text{ (fig. 19c).}$$

En recommençant le même raisonnement, on obtient finalement :

$$R = \left(\frac{r_1 + r''}{1 + r_1 r''} \right)^2.$$

C'est le facteur de réflexion maximum cherché.

On pourrait ainsi par récurrence calculer facilement le facteur de réflexion maximum de 4, 5, 6, 7, etc..., couches d'épaisseur optique $\lambda/4$.

Le calcul de R pour une longueur d'onde quelconque est beaucoup plus compliqué et ne cadre jamais exactement avec l'expérience pour de nombreuses causes : les indices varient avec λ et ne sont jamais connus avec précision, les épaisseurs des couches réalisées ne sont

jamais rigoureusement égales, enfin le milieu d'indice élevé est presque toujours légèrement absorbant.

Nous nous bornerons donc au calcul élémentaire indiqué plus haut, ce qui sera suffisant pour nous permettre de choisir le type de couche qui donnera l'ordre de grandeur de R désiré. Nous n'utiliserons pas les méthodes analytiques ou graphiques pour étudier la variation de R avec λ , parce que la mesure expérimentale de $R = f(\lambda)$ sur les couches réalisées en quelques heures par évaporation s'est montrée beaucoup plus rapide que les calculs.

§ 2. Choix des matériaux. — A) *Couche d'indice élevé.* — Nous avons intérêt à prendre un corps d'indice aussi élevé que possible afin d'obtenir un facteur de réflexion donné avec un nombre minimum de couches. Le sulfure d'antimoine, trop absorbant, ne convient pas malgré son indice exceptionnel, voisin de 3. Il nous reste donc le choix entre TiO_2 ou SZn . Des couches multiples $\text{TiO}_2\text{-SiO}_2$ ont été réalisées par Cartwright et Turner (25) ainsi que des couches $\text{TiO}_2\text{-MgF}_2$ par M. Banning (26). Mais dans ce dernier cas, le dépôt de TiO_2 était effectué par combustion de TiCl_4 au voisinage du verre et non par vaporisation dans le vide. Par évaporation, la préparation de couches multiples de TiO_2 serait, en effet, fort incommode pour plusieurs raisons : non seulement il faudrait opérer autant d'oxydations à 400° que nous déposerions de couches de Ti , mais encore l'épaisseur définitive de chaque couche serait difficile à déterminer puisque le dépôt de titane sous vide a une épaisseur différente de la couche oxydée finalement obtenue.

Pour des raisons de commodité et de facilité d'évaporation, nous nous sommes donc arrêtés au sulfure de zinc.

B) *Couches de bas indice.* — Nous avons pratiquement le choix entre quatre fluorures :

CaF_2 $n = 1,22$, LiF $n = 1,29$, cryolithe $n = 1,35$ et MgF_2 $n = 1,38$ à $1,40$.

Le fluorure de calcium donne des couches extrêmement fragiles, MgF_2 , au contraire, permet de réaliser des dépôts très adhérents ainsi que la cryolithe. Le défaut principal de LiF , son hygroscopie en couches minces, n'est pas en cause pour les couches en sandwich. Nous pourrions donc utiliser l'un des trois fluorures : FLi , MgF_2 , cryolithe à moins d'incompatibilité de nature chimique entre deux milieux voisins. Par exemple, nous avons constaté une altération rapide à l'air humide de couches multiples de sulfure d'antimoine-cryolithe alors que les couches $\text{Sb}_2\text{S}_3\text{-MgF}_2$ se conservaient normalement dans les mêmes conditions.

Choix du type de couches multiples. — Nous avons déjà donné les caractéristiques d'une couche de haut indice en $\lambda/4$ pour SZn . Si nous désirons un miroir à deux couches, nous aurons le choix entre

l'addition d'une couche de bas indice, côté verre (20*b*) ou côté air (20*a*). Dans ce dernier cas, la couche de fluorure d'indice intermédiaire entre celui de l'air et celui du sulfure de zinc joue le rôle d'anti-reflet pour l'épaisseur $\lambda/4$; son effet est contraire au but recherché. Pour rendre le facteur de réflexion de l'ensemble maximum nous devons donner à cette couche l'épaisseur $\lambda/2$, mais on retombe alors sur le facteur de réflexion de la couche simple de SZn. La disposition 20*a* ne permet donc, en aucun cas, de dépasser le facteur de réflexion de la couche unique d'indice élevé.

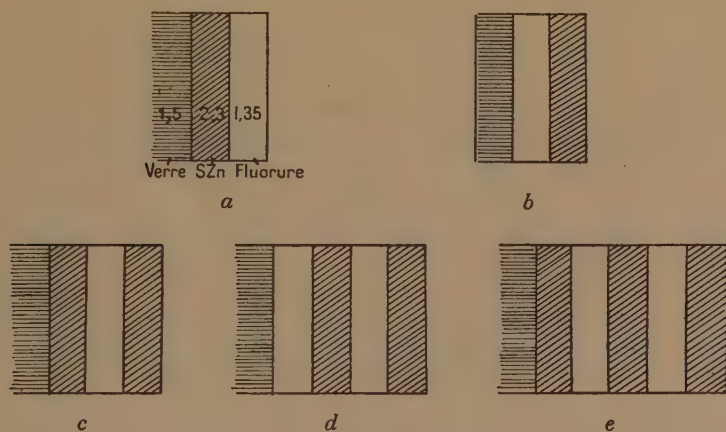


Fig. 20.

La disposition 20*b*, couche de bas indice entre le verre et le SZn s'impose et les types de couches multiples que nous choisirons auront les dispositions : 20*b*, 20*c*, 20*d*, 20*e*, etc., suivant que l'on désire 2, 3, 4, 5 couches élémentaires successives. Il est à prévoir que les combinaisons à nombre de couches impair seront les plus avantageuses. En effet, les types pairs 20*b*, 20*d*, à couche de bas indice au contact du verre, n'apportent qu'une surface de séparation à très faible facteur de réflexion supplémentaire par rapport à la simple couche de haut indice ou la triple couche 20*c*.

Nous avons consigné, dans le tableau ci-dessous, les valeurs de R maximum pour des couches élémentaires, d'égale épaisseur optique, d'indices alternativement : 2,3 et 1,35.

Type	<i>a</i>	<i>b</i>	<i>c</i>	<i>d</i>	<i>e</i>
Nombre de couches.	1	2	3	4	5
R maximum	0,31	0,39	0,675	0,725	0,87

Comme prévu, l'accroissement du facteur de réflexion quand on passe de 2 à 3 couches (28,5 o/o) est beaucoup plus considérable que pour le passage de 1 à 2 couches (8 o/o). De même, R augmente de 5 o/o de 3 à 4 couches, alors que le gain atteint 14,5 o/o de 4 à 5 couches. Comme il n'est ni plus difficile ni plus long de préparer un miroir à 5 couches, par exemple, qu'un miroir à 4 couches, on choisit, en général, les types de miroirs à nombre impair de couches.

Nous allons étudier maintenant l'influence de l'indice de la couche de fluorure, c'est-à dire du fluorure utilisé pour des miroirs au sulfure de zinc ($n = 2,3$).

Nombre de couches	$n = 1,22$	$n = 1,29$	$n = 1,35$	$n = 1,38$
3	R = 0,725	0,70	0,675	0,66
5	0,91	0,89	0,87	0,86

Si nous mettons F_2Ca de côté à cause de la faible solidité des couches, nous voyons que l'utilisation de l'un quelconque des trois autres fluorures, FLi , cryolithe, F_2Mg est à peu près indifférente. Nous avons utilisé la cryolithe qui s'évapore facilement.

§ 4. Mesure expérimentale des facteurs de réflexion et d'absorption.

— Nous nous sommes limités à des mesures dans le spectre visible. Pour obtenir une bonne précision (supérieure à 0,5 o/o) nous avons monté un appareil basé sur le même principe que celui de M. Terrien (27) mais transformé pour l'incidence normale.

La figure 21, ci-après, en donne le schéma.

Le faisceau de mesure, issu d'une lampe d'auto 12 volts 6 ampères traverse un monochromateur avant de pénétrer dans l'appareil. Le flux qui atteint la cellule est trop faible pour une cellule à couche d'arrêt ou une cellule à vide sans amplification, aussi avons-nous utilisé une cellule à multiplicateur (R. C. A. type 931 A ou 1 P 22) placée derrière un verre dépoli. Comme ce verre est conjugué du miroir M, la position de l'aire éclairée sur V ne dépend pas du réglage d'orientation de M et les variations de sensibilité de la cellule suivant les régions de la cathode sont complètement éliminées.

Avec un galvanomètre décelant $3 \cdot 10^{-9}$ ampères par millimètre de déviation, la sensibilité est largement suffisante pour rendre inutile toute amplification.

Pour mesurer un facteur de transmission, il suffit de faire deux lectures : miroir semi-transparent M escamoté, puis en position de travail (avec E_1 occultant, le faisceau S_1D_1 dans le cas de la figure).

Pour la mesure d'un facteur de réflexion, deux lectures ne suffisent pas car les produits des facteurs de réflexion de $S_2D_2G_2$ et $S_1D_1G_1$ ne sont jamais rigoureusement égaux. Appelons ρ_1 et ρ_2 ces produits.

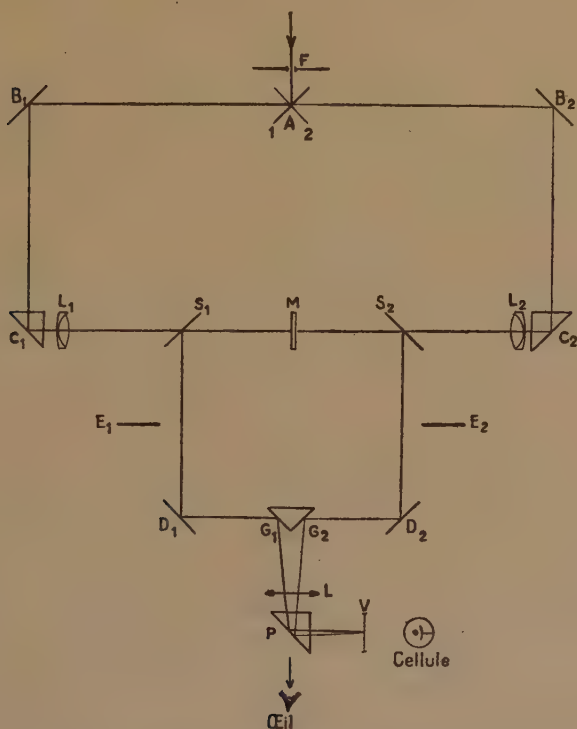


Fig. 21. — Appareil pour la mesure de R. T. A. sous incidence normale.

$AB_1B_2C_1C_2D_1D_2G_1G_2$: miroirs opaques aluminés.

S_1S_2 : miroirs semi-transparents.

L_1L_2 : achromats diamètre 30 mm., $f = 170$ mm.

E_1E_2 : écrans opaques escamotables S_1D_1 occultant les faisceaux S_2D_2 .

F : fente de sortie du monochromateur, L_1 et L_2 donnent de F une image au voisinage de L .

M : miroir semi-transparent à étudier, son support est escamotable et orientable. L donne de M une image sur le verre dépoli V .

P : prisme escamotable permettant l'observation visuelle pendant le réglage de l'orientation de M .

A : peut occuper deux positions rectangulaires de façon à diriger le faisceau incident, soit vers B_1 , soit vers B_2 .

Toutes les pièces optiques ont été disposées sur des consoles de Dural placées sur un socle de dimensions 40×50 cm.

Le rapport des lectures $\begin{cases} \text{M escamoté trajet } MS_2D_2G_2LPV \\ \text{M position de travail trajet } MS_1D_1G_1LPV \end{cases}$

permet de connaître $R \frac{\rho_1}{\rho_2}$ et non R.

Pour éliminer les valeurs inconnues de $\rho_1\rho_2$, il faut faire deux lectures nouvelles en changeant le sens du faisceau qui tombe sur M — manœuvre de A — afin de mesurer $R \frac{\rho_2}{\rho_1}$.

La valeur réelle de R sera la moyenne géométrique des deux facteurs de réflexion apparents mesurés.

Le tableau ci-dessous indique les différentes manœuvres à effectuer et les mesures correspondantes :

Miroir A	Ecran E ₁	Ecran E ₂	Trajet	Mesure
Posit. 1	Fermé	Fermé	$AB_1C_1S_1M \begin{matrix} > S_1D_1G_1PV \\ > S_2D_2G_2PV \end{matrix}$	$T + \frac{\rho}{\rho_2} R = a_1$
			$AB_1C_1S_1MS_2D_2G_2PV$	$T = b_1$
			$AB_1C_1S_1MS_1D_1G_1PV$	$\rho_1/\rho_2 R = c_1$
Posit. 2	Fermé	Fermé	$AB_1C_1S_1M \begin{matrix} > S_2D_2G_2PV \\ > S_1D_1G_1PV \end{matrix}$	$T + \frac{\rho_2}{\rho_1} R = a_2$
			$AB_2C_2S_2MS_2D_2G_2PV$	$\frac{\rho_2}{\rho_1} R = c_1$
			$AB_2C_2S_2MS_1S_1D_1G_1PV$	$T = b_2$

A l'aide de huit lectures (six correspondant aux positions ci-dessus + deux lectures M escamoté), on réalise six mesures qui doivent vérifier : $b_1 = b_2$ et $a_1 = b_1 + c_1$; $a_2 = b_2 + c_2$, les valeurs cherchées sont :

$$T = b_1 = b_2$$

$$R = \sqrt{c_1 c_2}.$$

Si les deux circuits optiques MSDG sont suffisamment analogues pour qu'on puisse écrire : $\rho_1/\rho_2 = 1 + \varepsilon$ c'est-à-dire pour qu'on puisse confondre la moyenne géométrique de c_1 et c_2 avec leur moyenne arithmétique, nous pouvons écrire : $R + T = \frac{a_1 + a_2}{2}$ et deux mesures suffisent pour déterminer l'absorption $A = I - R - T$.

Remarquons que pour les couches absorbantes, A dépend du sens de la lumière incidente. Il faut donc retourner M en même temps que

l'on manœuvre le miroir A de la position 1 à la position 2. Pour les lames d'interféromètre, c'est l'absorption relative à la lumière incidente côté air, que nous mesurerons.

Il ne faut pas oublier non plus de faire la correction relative aux réflexions parasites sur la seconde face du verre support après avoir vérifié visuellement, lors du réglage d'orientation de M, qu'aucun faisceau réfléchi n'est diaphragmé entre M et V.

§ 5. Résultats de mesures sur des miroirs à 5 et 7 couches SZn-cryolithe. — Des miroirs à couches alternées SZn-cryolithe ont déjà été réalisés par évaporation dans le vide par M. Banning (28) en tant que filtres colorés ou séparateurs de faisceaux. Cet auteur se borne à signaler que la réflexion est sensiblement complémentaire de la transmission sans effectuer de mesures d'absorption.

La connaissance précise de l'absorption n'a pas grande importance pour les miroirs à trois couches en $\lambda/4$ dont la réflexion ne dépasse guère 0,65. La transparence $\mathcal{E}$ de l'étalon reste en effet au-dessus de 0,8 (chapitre I^{er}, § 2, fig. 2) même pour une absorption de l'ordre de 0,03. Une telle absorption devient au contraire gênante pour des miroirs à facteur de réflexion plus élevé à 5 ou 7 couches (Pour $R = 0,90$ une absorption $A = 0,025$ fait tomber $\mathcal{E}$ à 0,55).

Comme l'augmentation du nombre de couches de sulfure de zinc va justement faire croître l'absorption, il y a lieu d'étudier expérimentalement en détail l'absorption de tels miroirs en fonction du nombre de couches et de la longueur d'onde.

Avant de donner des résultats numériques, précisons que l'absorption d'une couche de SZn dépend beaucoup de la pureté du produit évaporé et de la conduite de l'évaporation.

Le sulfure utilisé dans nos expériences est un sulfure de zinc phosphorescent, contenant des traces de cuivre. La phosphorescence disparaît d'ailleurs pour les couches minces déposées par évaporation.

L'absorption peut augmenter considérablement si l'évaporation n'est pas bien conduite, aussi allons-nous préciser les conditions exactes de la préparation des couches. Le SZn est placé à l'intérieur d'une nacelle de type spécial en molybdène (fig. 21 *bis*). Dès que la pression atteint 10^{-4} de Hg, la nacelle est chauffée au rouge cerise pour un dégazage préliminaire du produit. Il est avantageux de suivre la pression au moyen d'une jauge de Penning ; vers la fin du dégazage, on peut alors observer, entre les électrodes de la jauge, une lueur pourpre qui montre bien qu'il ne s'agit ni de vapeur d'eau ni d'air dégagés sous l'action de la chaleur. Peut-être s'agit-il de soufre en excès. Par élévation de la température du creuset progressivement jusqu'au rouge blanc, la lueur pourpre s'intensifie tandis que la pression se maintient au voisinage de 10^{-4} mm. Le dégagement cesse ensuite presque brusquement et l'indication de la jauge de Penning

tombe au-dessous de toute valeur mesurable. L'évaporation se produit alors et de bonnes couches de SZn sont obtenues si on évite toute surchauffe. La forme du creuset permet justement de chauffer le sulfure uniformément et de se tenir à la température la plus basse du creuset compatible avec une vitesse suffisante d'évaporation (par



Fig. 21 bis. — Creuset pour évaporation de sulfure de zinc.

exemple, une couche en $\lambda/4$ est obtenue en une minute environ pour une distance d'évaporation de 30 cm.). Le résidu de sulfure contenu dans le creuset, après une évaporation, ne peut être utilisé pour une opération ultérieure sous peine de donner des couches beaucoup plus absorbantes.

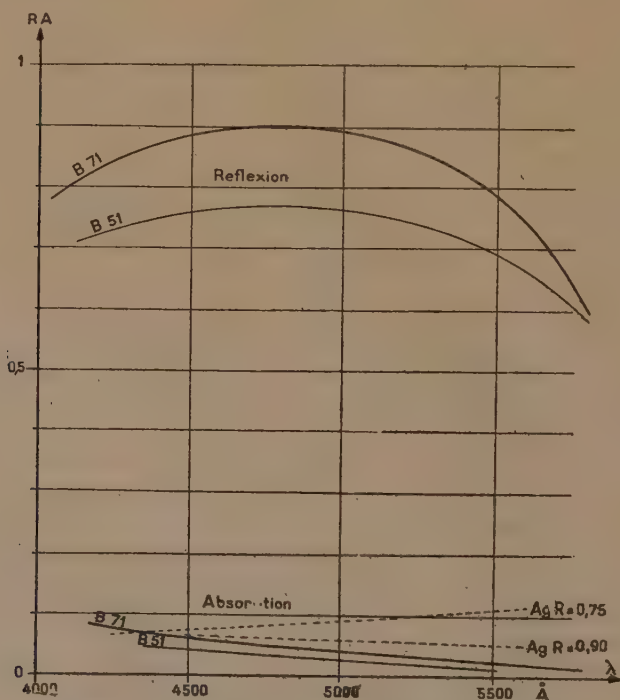


Fig. 22. — Réflexion et absorption de miroirs à 5 et 7 couches alternées sulfure de zinc-cryolithe.

En observant toutes ces précautions, on obtient des couches de sulfure de zinc dont les propriétés sont assez bien reproductibles. La figure 22 illustre les résultats obtenus pour des miroirs sulfure de zinc-cryolithe à 5 et 7 couches à peu près égales à $\lambda/4$ pour $\lambda = 4\,800 \text{ \AA}$. L'absorption devient appréciable au-dessous de $5\,300 \text{ \AA}$, surtout pour le miroir B71, où elle atteint 0,065 pour $\lambda = 4\,400 \text{ \AA}$. Une telle couche n'est pas meilleure qu'une couche d'argent fraîchement déposée pour cette longueur d'onde.

$\lambda = 4\,358 \text{ Ag}$	$R = 85,7 \text{ o/o}$	$A = 6,4 \text{ o/o}$
$\lambda = 4\,400 \text{ B71}$	$R = 87,5 \text{ o/o}$	$A = 6,5 \text{ o/o}$

(Il est probable que cette absorption pourrait être encore diminuée par l'emploi de produits plus purs que ceux dont je disposais).

Par contre, une couche quintuple comme B51 est nettement moins absorbante qu'une couche d'argent de même facteur de réflexion, même pour $\lambda = 4\,400 \text{ \AA}$.

$\lambda = 4\,358 \text{ Ag}$	$R = 75 \text{ o/o}$	$A = 7 \text{ o/o}$
$\lambda = 4\,400 \text{ B51}$	$R = 75 \text{ o/o}$	$A = 4,5 \text{ o/o}$

La réflexion sélective des miroirs SZn-cryolithe à couches égales ne permet pas à un seul étalon interférentiel de couvrir tout le spectre visible. Par exemple, si nous désirons obtenir des anneaux de finesse 10 de $4\,000$ à $6\,500 \text{ \AA}$, il nous faudra des miroirs de facteur de réflexion supérieur à 0,73 dans toute cette région spectrale. Les courbes expérimentales de la figure 23a montrent qu'on peut couvrir ce domaine spectral au moyen de deux miroirs à cinq couches égales, en $\lambda/4$ pour $4\,500$ et $5\,700 \text{ \AA}$ environ. La figure 23b donne la transparence τ des étalons correspondants ainsi que la transparence d'étalons argentés pour des couches d'argent fraîches qui ont la même réflexion maximum que chacun des deux miroirs SZn-cryolithe. L'avantage reste nettement aux couches non métalliques. Le temps de pose est divisé par deux et la conservation des couches est excellente, comme nous avons pu le constater par des observations portant sur une durée d'une année. Leur solidité mécanique est également très supérieure à celle des couches d'argent.

Il est possible d'obtenir des miroirs peu sélectifs en réalisant volontairement des couches inégales. Le miroir B51 a été ainsi réalisé avec des couches élémentaires en $\lambda/4$ pour des longueurs d'onde comprises entre $4\,300$ et $5\,200 \text{ \AA}$ environ. La courbe $R = f(\lambda)$, fig. 24, met bien en évidence l'aplatissement du maximum par rapport au miroir B52 à couches égales. En même temps, le facteur de réflexion maximum est abaissé, comme prévu. Il doit être possible de réaliser

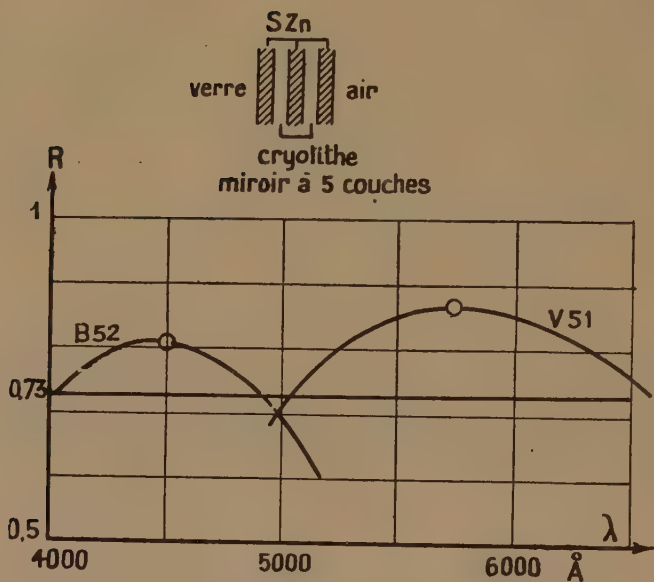


Fig. 23a.

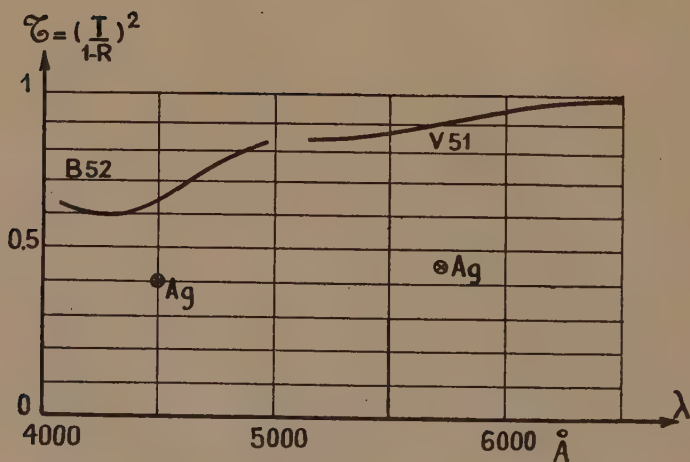


Fig. 23b.

Fig. 23. — Réflexion des miroirs et transparence des étalons correspondants pour deux miroirs à 5 couches alternées SZn-cryolithe. Epaisseur de chaque couche élémentaire $\lambda/4$ pour $\lambda = 4500$ et $5700 \text{ \AA}$.

des miroirs du type haut indice, bas indice dont le facteur de réflexion reste sensiblement constant dans un intervalle spectral supérieur à 2 000 Å. Nous avons tenté quelques essais dans cette voie et obtenu des résultats encourageants. Cependant, une étude systé-

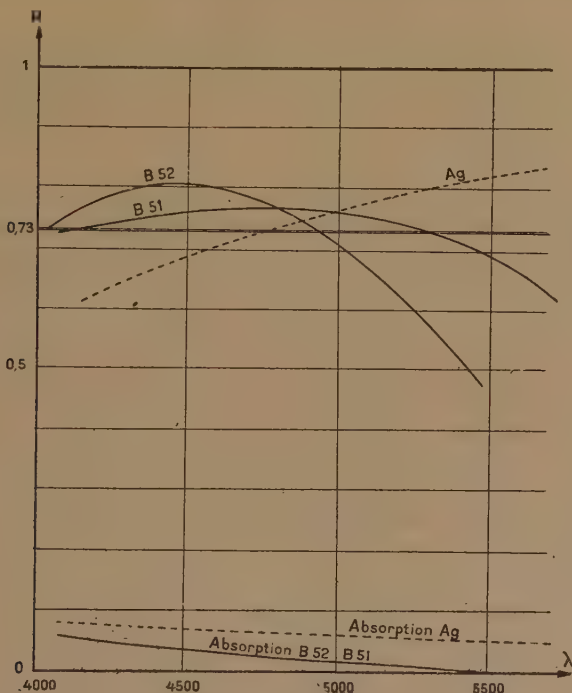


Fig. 24.

matique à la fois théorique et expérimentale reste à faire pour déterminer les épaisseurs des couches élémentaires qui donnent les meilleurs résultats. Nous n'avons pas entrepris cette étude car les résultats obtenus avec des miroirs tels que B51 se sont montrés déjà suffisants pour les besoins des études interférométriques en cours.

III. — COUCHES MÉTALLIQUES SEMI-TRANSPARENTES, AMÉLIORÉES PAR DES COUCHES MULTIPLES NON ABSORBANTES

Nous avons obtenu d'excellents résultats à l'aide de couches semi-transparentes d'argent recouvertes de couches bas indice, haut indice comme la cryolithe et le sulfure de zinc. L'absorption peut ainsi être

réduite à 0,02 pour des facteurs de réflexion dépassant 0,95 si c'est nécessaire.

L'amélioration du facteur de réflexion d'un métal massif à l'aide de couches minces de matériaux non absorbants a déjà fait l'objet de nombreux travaux (29), (30), (23), mais il ne semble pas que les propriétés des couches métalliques *semi-transparentes* recouvertes de matériaux non absorbants aient été étudiées jusqu'ici, ni leur emploi préconisé en interférométrie. Nous allons donner les éléments théoriques du calcul de ces couches, les résultats expérimentaux obtenus ainsi que leurs applications particulières en interférométrie.

§ 1. Propriété générale d'une couche semi-transparente absorbante, recouverte de couches non absorbantes (sous incidence normale). —

a) Nous allons montrer que la quantité $\frac{T}{1-R}$ pour un tel système est un invariant pour une couche absorbante donnée, quels que soient le

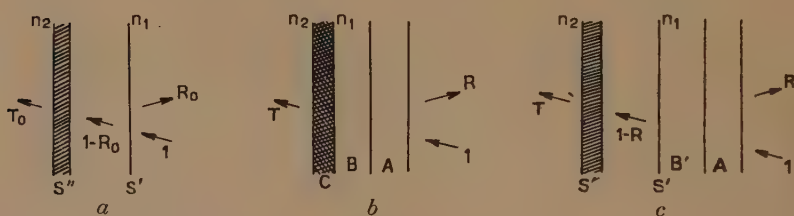


Fig. 25.

nombre, l'épaisseur et l'indice des couches transparentes ajoutées, pourvu que les milieux encadrant la couche absorbante restent les mêmes. En effet, la couche mince absorbante et réfléchissante C peut être fictivement remplacée par une surface de séparation S' de même facteur de réflexion R_0 suivie d'une couche absorbante S'' non réfléchissante. L'énergie qui traverse S', non absorbante, est proportionnelle à $(I - R_0)$. L'absorption de S'' peut être caractérisée par le coefficient α tel que la transmission s'écrive :

$$T_0 = \alpha(I - R_0) \text{ (fig. 25a).}$$

Supposons maintenant la couche C recouverte de couches non absorbantes A et B (fig. 25b). En vertu de la remarque précédente, l'ensemble des couches (b) peut être remplacé par un ensemble fictif (c) de mêmes facteurs de transmission T et de réflexion R. Le principe de la conservation de l'énergie indique que la fraction

$(I - R)$ de l'énergie incidente traverse S' . Cette fraction sera partiellement absorbée par S'' suivant la relation :

$$T = \alpha'(I - R)$$

et :

$$\alpha' = \alpha = \frac{T}{I - R} = \frac{T_0}{I - R_0}.$$

si les milieux transparents qui encadrent la couche absorbante sont les mêmes que dans le cas initial de la couche absorbante unique.

Cette dernière condition est indispensable, car l'absorption d'une couche métallique d'épaisseur donnée dépend des indices des milieux qui l'encadrent. Elle dépend, en outre, du sens de la lumière incidente; aussi la propriété qui vient d'être établie pour des rayons incidents côté couches multiples non absorbantes, ne reste-t-elle pas valable pour les rayons qui tombent d'abord sur la lame absorbante. *A fortiori*, elle ne vaut pas non plus pour les couches multiples comportant plusieurs couches absorbantes.

b) Etudions maintenant le problème au point de vue phases.

Puisque les deux rôles : réflexion et absorption de la couche absorbante sont séparés par la pensée, la surface de séparation S' , fictive, uniquement semi-transparente sans absorption ne peut donner, par réflexion, un changement de phase autre que 0 ou π . La couche réelle absorbante donnait, au contraire, un changement de phase φ différent de ces valeurs. Pour en tenir compte, il suffit de donner à la couche fictive B' une épaisseur convenable, différente de celle de la couche réelle B . Cela n'altère en rien les conclusions précédentes relatives aux intensités réfléchies, transmises et absorbées.

§ 2. Choix du type de couche. — L'importance, en interférométrie, de la conservation de $T/I - R$ est évidente puisque la transparence d'un étalon interférentiel s'exprime justement par l'expression :

$$\mathcal{C} = \left(\frac{T}{I - R} \right)^2.$$

Pour obtenir une diminution de l'absorption d'un miroir semi-transparent métallique, il suffira de le recouvrir de couches non absorbantes choisies de telle façon que R soit augmenté; T diminue alors et puisque $\frac{T}{I - R} = \frac{I}{I + A/T} = C^{1/2}$, $\frac{A}{T}$ se conserve et A diminue dans les mêmes proportions que T .

Pour prévoir les propriétés d'un type de couche déterminé on calculera R sans se préoccuper de la transmission et on aura T ensuite, à partir de la valeur de R trouvée.

a) Pour choisir le type de couche multiple destinée à augmenter R , on pourra donc se reporter tout d'abord aux études déjà faites

concernant les métaux à l'état massif. On constate qu'une seule couche, même d'indice élevé ne saurait augmenter R de façon notable. D'après F. Abelès (29), une couche d'indice 2,4 (TiO_2) déposée sur un miroir massif d'aluminium avec une épaisseur calculée pour donner à R sa valeur maximum ($\lambda = 5460 \text{ \AA}$) élève le facteur de réflexion de 0,902 à 0,914. Dans les mêmes conditions, un miroir de chrome passe de $R_0 = 0,66$ à $R = 0,68$, soit un gain insignifiant. A partir de deux couches, une de bas indice, une de haut indice, l'accroissement de R peut devenir considérable pour des épaisseurs convenablement choisies (29). Un miroir de chrome recouvert d'une couche d'indice $n = 1,35$ suivie d'une couche d'indice 2,4 passe de $R_0 = 0,66$ à $R = 0,88$.

Bien qu'on puisse envisager, comme cela a été fait pour l'aluminium, des couches quadruples telles que $\text{MgF}_2\text{-TiO}_2\text{-MgF}_2\text{-TiO}_2$, les résultats précédents pour une double couche sur métal massif nous montrent qu'il sera inutile d'aller aussi loin pour les besoins de l'interférométrie.

Puisque le métal le moins absorbant aux facteurs de réflexion élevés est l'argent, et puisque nous avons choisi la cryolithe et le sulfure de zinc pour les couches multiples non métalliques déjà réalisées, nous aboutissons au type mixte :

Argent-cryolithe-sulfure de zinc.

La méthode de calcul par récurrence exposée pour les couches non absorbantes (chap. III, II, § 1) suffit pour nous permettre de connaître les performances maxima de telles couches. Nous pouvons, en effet, remplacer la couche métallique d'Ag par une couche fictive de même facteur de réflexion et supposer que le changement de phase à la réflexion sur cette couche fictive est π . La couche triple de facteur de réflexion maximum sera alors constituée par la couche fictive recouverte de deux couches d'épaisseur $\lambda/4$ de cryolithe et sulfure de zinc, cas déjà traité.

Soit, par exemple, une couche d'argent d'indice $n = 0,18 - 3,67j$ et d'épaisseur $29 \text{ m}\mu$ placée entre deux milieux d'indice 1,5 et 1,35. Le facteur de réflexion calculé pour les rayons incidents côté indice 1,35 vaut $R_0 = 0,766$ avec $T_0 = 0,160$ et $A_0 = 0,074$.

En conservant les notations du chapitre III, II, § 1 on a :

$$r' = \sqrt{0,766} = 0,875$$

$$r'' = 0,924 \quad \text{et} \quad R = 0,93.$$

La conservation de $T/I - R$ donne $T = 0,048$ et $A = 0,022$.

Nous avons pris soin de prendre pour R_0 et T_0 les valeurs calculées pour une couche d'argent entre verre et cryolithe. Expérimentalement,

seules les valeurs de R et T relatives à une couche d'argent placée entre verre et air seront accessibles. Nous allons préciser l'écart pour les miroirs d'argent pratiquement utilisés, c'est-à-dire d'épaisseur comprise entre 20 et 40 $m\mu$.

Le calcul graphique de P. Cotton (23) relatif à la couche de 29 $m\mu$ donne (pour $\lambda = 5780 \text{ \AA}$) :

Verre-argent-air : $R_0 = 0,801$; $T_0 = 0,138$; $T_0/I - R_0 = 0,693$ et $\mathcal{E} = 0,48$.

Verre-argent-cryolithe : $R_0 = 0,766$; $T_0 = 0,160$; $T_0/I - R_0 = 0,684$ et $\mathcal{E} = 0,47$.

L'erreur faite en prenant pour $T_0/I - R_0$ les valeurs relatives à la couche verre-argent-air n'est guère supérieure à 1 0/0, c'est-à-dire, bien inférieure aux erreurs d'expérience.

On voit que pour l'exemple choisi, l'absorption 0,022 de la couche d'argent améliorée par la double couche cryolithe-SZn est sensiblement le tiers de l'absorption 0,061 de la couche d'argent nu.

b) *Calcul de l'épaisseur de la couche de cryolithe*. — Le facteur de réflexion d'un ensemble de couches est, en général, maximum

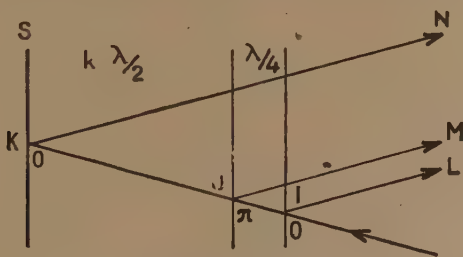


Fig. 26a.

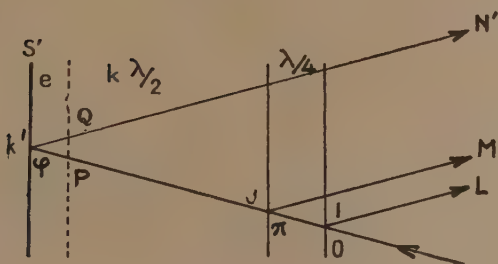


Fig. 26b.

lorsque les rayons qui proviennent de la première réflexion sur chacune des surfaces de séparation sont en phase ; or, le déphasage entre deux rayons réfléchis dépend à la fois de l'épaisseur optique

des couches et des changements de phase à la réflexion. Lorsque ces changements de phase sur les surfaces de séparation successives sont alternativement π , 0, π , 0..., comme pour les couches haut indice, bas indice, haut indice, etc..., toutes les couches doivent avoir une épaisseur optique de $\lambda/4$. Dans notre cas, si la couche semi-transparente d'argent donnait à la réflexion un changement de phase π , la couche de cryolithe devrait avoir une épaisseur de $\lambda/4$ comme pour les miroirs composés uniquement de cryolithe et de sulfure de zinc. En réalité, la couche d'argent donne un changement de phase φ qui, aux épaisseurs considérées (20 à 40 m μ), est toujours une avance. Pour déterminer l'épaisseur de la couche de cryolithe qui donne le maximum de réflexion, considérons le cas d'une double couche cryolithe-SZn (fig. 26a) déposés sur une surface S dont nous choisissons les propriétés. Supposons, tout d'abord, que la réflexion K sur S se fasse sans changement de phase. Pour que les amplitudes des rayons IL-JM-KN s'ajoutent, il faut que la couche de cryolithe ait une épaisseur de $k\lambda/2$, de manière que la différence de marche entre JM et KM soit un nombre entier de λ .

Supposons maintenant que la réflexion se produise en K' sur une couche métallique. Nous introduisons ainsi une avance φ : pour que la différence de marche entre JM et K'N' soit encore $k\lambda$, il faut compenser cette avance φ par un retard équivalent causé par un déplacement « e » de la surface S en S'. Le chemin optique pour K'N' est ainsi augmenté de :

$$n(PK' + K'Q) = 2ne$$

$$\varphi = 2\pi \frac{2ne}{\lambda} \quad \text{d'où} \quad ne = \varphi \frac{\lambda}{4\pi} = \frac{\varphi}{\pi} \frac{\lambda}{4}$$

ne représente l'épaisseur minimum à donner à la couche de cryolithe ($k=0$). Pour les couches d'argent envisagées φ est une avance inférieure à π (31); *la couche de cryolithe sera donc d'épaisseur inférieure à $\lambda/4$.*

On peut évaluer φ par le calcul, mais cela suppose la connaissance de l'indice complexe de l'argent pour chaque épaisseur et chaque longueur d'onde. Cependant, pour les couches d'épaisseur supérieure à 20 m μ que nous désirons utiliser, on peut supposer avec une bonne approximation que les constantes de l'argent en couches minces sont celles du métal massif (31). Dans ces conditions, le calcul peut nous permettre de préciser l'ordre de grandeur de la variation de λ avec l'épaisseur de la couche.

Le tableau ci-après donne les résultats obtenus par voie graphique (méthode P. Cotton) pour $\lambda = 5780 \text{ \AA}$: $n = 0,18 - 3,67j$.

La couche d'argent est placée entre des milieux d'indices 1,5 et 1,35. Les valeurs de R et φ sont relatives à des incidents côté bas indice,

Epaisseur de la couche d'argent	R_0	Degrés	Epaisseur de la couche de cryolithe pour $R_{\max}$
∞	0,94	141°	0,196 $\lambda = \lambda/5,1$
29 m μ	0,76	137°	0,190 $\lambda = \lambda/5,25$
22 m μ	0,63	134°	0,186 $\lambda = \lambda/5,4$

Pour un milieu de bas indice différent, les valeurs de λ ne changeraient pas beaucoup. Voici, en effet, à titre indicatif, les valeurs de $\varphi\infty$ (couche opaque) suivant l'indice du milieu en contact avec l'argent, toujours pour $\lambda = 5780 \text{ \AA}$:

Argent-air : $n = 1$ $\varphi\infty = 150^\circ = 0,415\lambda$.

Argent-cryolithe : $n = 1,35$ $\varphi\infty = 141^\circ = 0,392\lambda$.

Argent-verre : $n = 1,5$ $\varphi\infty = 135^\circ = 0,376\lambda$.

En résumé, les considérations théoriques et les calculs effectués à partir des valeurs communément admises pour les constantes de l'argent nous font prévoir une absorption réduite à 2 o/o et des facteurs de réflexion pouvant atteindre 98 o/o pour des couches d'argent améliorées au moyen d'une couche de cryolithe d'épaisseur comprise entre $\lambda/5$ et $\lambda/5,5$ et d'une couche de SZn d'épaisseur $\lambda/4$.

§ 3. Mesures des facteurs de réflexion élevés. — Pour calculer la transparence d'un interféromètre Fabry-Pérot, on a besoin de connaître les facteurs de réflexion des couches semi-transparentes avec une erreur d'autant plus petite que leur valeur est plus élevée.

En effet, R intervient en dénominateur de l'expression $\left(\frac{T}{1-R}\right)^2$ et si nous commettons une erreur de 0,01 sur $R=0,90$, il en résulte une erreur de plus de 20 o/o sur $\mathcal{C}$; aussi avons-nous dû réaliser un appareil spécialement adapté à la mesure précise des facteurs de réflexion supérieurs à 0,90.

Cet appareil, dont le schéma est indiqué (fig. 27), s'inspire de la méthode imaginée par Fabry et Buisson : on mesure visuellement l'affaiblissement d'un faisceau qui a subi N réflexions successives sur le miroir dont on veut connaître le facteur de réflexion. Nous avons utilisé un procédé différent de celui de Fabry et Buisson pour la mesure de cet affaiblissement.

Les deux lames A, identiques, sont les galets d'étalon interférentiel à mesurer. Elles sont placées entre une lunette et un collimateur réglés pour l'infini. Après un réglage convenable de l'orientation des miroirs A, on peut observer une succession d'images $A_1A_2A_3A_4A_5\dots$ dont l'intensité décroît suivant une progression géométrique de raison R^2 .

Si nous plaçons maintenant un couple de lames planes B identiques entre elles et de facteur de réflexion ρ derrière les lames A, nous obtenons de nouvelles séries d'images qui sont géométriquement la reproduction de la série $A_1 A_2 A_3 A_4 A_5 \dots$ et qui sont dues aux réflexions multiples sur les lames B. Pour une orientation quelconque des lames de comparaison B, on obtient, par exemple, l'aspect de la figure 27b.

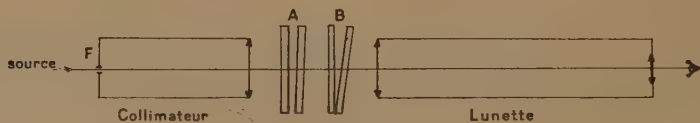


Fig. 27a.

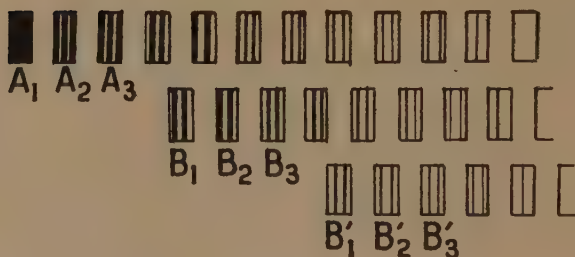


Fig. 27b.

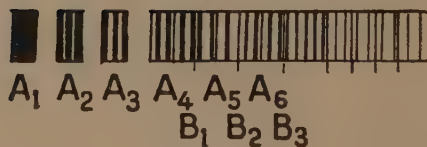


Fig. 27c.

Fig. 27. — Appareil de mesure des facteurs de réflexion supérieurs à 0,90.

Les intensités des images $A_1 B_1 B'_1$ ainsi que $A_2 B_2 B'_2$ sont en progression géométrique de raison ρ^2 .

On va comparer visuellement B_1 à A_N . Pour cela, on règle la largeur de la fente F ou l'orientation des lames A, de façon à obtenir des images $A_1 A_2 A_3 \dots$ séparées par des espaces obscurs de largeur égale à la largeur des images. On règle ensuite les lames B de manière que l'ensemble $B_1 B_2 B_3 \dots$ soit sur la même horizontale que $A_1 A_2 A_3 \dots$ (fig. 27c). La rotation d'une des lames B autour d'un axe vertical fait alors défiler B_1 successivement entre $A_2 A_3$ puis $A_3 A_4$, etc.

Quand on a obtenu la position de B_1 telle qu'on observe l'égalité des éclairéments de B_1 et d'une des deux images A qui l'entourent, on peut écrire :

$$R^{2N} = \rho^2 \quad \text{soit} \quad R = \sqrt[N]{\rho}$$

puisque le rapport des éclairéments de A_1 et B_1 est ρ^2 (sur la figure 27c B_1 a la même intensité que A_4 , soit $N=4$). Le facteur de réflexion des miroirs auxiliaires B n'a pas besoin d'être connu avec précision ; par exemple, si $N=10$ et si ρ est connu à 1 0/0 près, l'erreur sur R provenant de ρ sera 0,1 0/0.

L'appareil dont le principe vient d'être exposé, a été réalisé de façon à permettre des mesures rapides, en quelques minutes. La source monochromatique, une lampe à vapeur de mercure à haute pression munie d'un filtre, éclaire une fente F de quelques dixièmes de millimètre de large et de 1 mm. de hauteur maximum. Le collimateur et l'objectif de la lunette sont des achromats de distance focale 170 mm. et de 30 mm. de diamètre. Les lames A et B sont montées sur des consoles munies de porte-lames orientables par vis micrométriques. Les vis commandant l'orientation autour d'un axe vertical pour le réglage d'écartement des images $A_1 A_2 \dots$ et le défilement de $B_1 B_2 B_3 \dots$ sont actionnées à distance par l'observateur, ce qui permet un réglage très rapide.

Les images parasites, très nombreuses, qui résultent des réflexions sur les surfaces air-verre des lames A et B sont toutes rejetées hors du champ de mesure vers le haut ou vers le bas si on prend soin de rendre horizontale l'arête du prisme de petit angle que constitue chaque lame A et B.

Cet appareil permet des mesures de précision sans la moindre régulation du courant d'alimentation de la source de lumière. On peut mesurer facilement à 1/500 près le facteur de réflexion d'un miroir semi-transparent pour lequel $R=0,94$.

§ 4. Résultats expérimentaux pour des couches : Ag-cryolithe-SZn. — Les couches étudiées ont été préparées au moyen de l'évaporateur spécial décrit au début du chapitre III. Leur solidité et leur conservation se sont montrées excellentes pour l'usage interférométrique, comme nous avons pu le constater sur une durée d'une année. La couche de cryolithe protège bien l'argent du sulfure de zinc, qui ne provoque aucune attaque comme on aurait pu le craindre *a priori*.

Facteurs de réflexion obtenus, Conservation de T/I—R. — L'expérience a montré qu'une assez grande latitude pouvait être prise dans le choix de l'épaisseur de cryolithe. Par exemple, nous avons obtenu d'excellentes améliorations du facteur de réflexion sur des couches d'Ag de $R_0=0,80$ environ à l'aide de couches de cryolithe d'épaisseurs comprises entre $\lambda/4$ et $\lambda/8$ ($\lambda=5460 \text{ \AA}$). Cette tolérance

est due au fait qu'on se trouve au voisinage d'un maximum très aplati de la courbe $R=f(e)$. Rappelons que nous avons trouvé par le calcul pour $\lambda=5780 \text{ \AA}$ une épaisseur optimum de cryolithe $e=\lambda/5,25$ pour la couche d'Ag d'épaisseur $29 \text{ m}\mu$ ($R_0=0,76$), ce qui correspond tout à fait aux ordres de grandeur des épaisseurs e donnant de bons résultats expérimentaux.

Voici, à titre d'exemple, les résultats concernant une couche multiple : verre-Ag- $\lambda/8$ cryolithe- $\lambda/4$ SZn-air :

	R	T	R + T	$\mathcal{C}$	Finesse	Contr.
Verre-Ag-air.	0,86	0,08	0,94	0,40	21	176
Verre-Ag- $\lambda/8$ $\lambda/4$ SZn.	0,9-9	0,041	0,98	0,43	51	1 040

Nous avons calculé les valeurs optima de R et T correspondant à la couche expérimentale $R_0=0,86$:

Verre-Ag-air : $R_0=0,86$ mesuré.

Verre-Ag-cryolithe : $R_0=0,835$ calculé graphiquement d'après R_0 .

Verre-Ag- $\lambda/5$ cryolithe $\lambda/4$ SZn : $R=0,95$ calculé.

La couche de cryolithe étant un peu trop mince, le facteur de réflexion maximum n'est pas atteint; nous avons cependant déjà un excellent miroir semi-transparent avec $A=0,02$ au lieu de $A_0=0,06$.

La conservation de $T/I - R$ est vérifiée aux erreurs d'expérience près, qui sont très supérieures à l'erreur de 1 0/0 commise en prenant pour $T_0/I - R_0$ la valeur relative à la couche verre-Ag-air au lieu de la couche verre-Ag-cryolithe.

§ 5. Application à l'étalon Fabry-Pérot des couches d'argent améliorées. — La conservation de $T/I - R$, quand on remplace une couche d'argent par une couche triple Ag-cryolithe-SZn, nous montre que la transparence de l'étalon ne pourra, en aucun cas, dépasser la transparence maximum des couches d'argent. Mais la même transparence étant obtenue pour des facteurs de réflexion plus élevés, la courbe $\mathcal{C}=f(R)$ relative aux couches d'argent améliorées sera déportée vers la droite, comme l'indique la figure 30.

Nous pourrions utiliser des miroirs dont le facteur de réflexion atteint 0,94 ou 0,95 pour des transparences de l'ordre de 0,3 à 0,5. De telles couches nous permettent d'espérer une excellente résolution et un contraste considérable. Nous verrons, dans la troisième partie, que les défauts des lames de l'étalon limitent alors les possibilités et que des facteurs de réflexion aussi élevés ne sont utiles que pour des surfaces de qualité exceptionnelle.

§ 6. Application aux filtres interférentiels (32) (33) (34) (35). — Un filtre interférentiel est un étalon de Fabry-Pérot de très faible épaisseur, quelques longueurs d'onde tout au plus.

Les filtres classiques sont constitués par une couche d'un fluorure transparent (cryolithe- $\text{FLi-F}_2\text{Mg}$), d'épaisseur bien uniforme, comprise entre deux couches identiques d'argent ou d'aluminium (fig. 28).

Les irrégularités de surface du verre n'ont pas de répercussion sur la qualité du filtre, puisque la couche de fluorure, qui remplace ici la couche d'air de l'étalon interférentiel épouse les irrégularités et reste d'épaisseur bien constante. Nous pouvons donc tirer parti, sans limi-

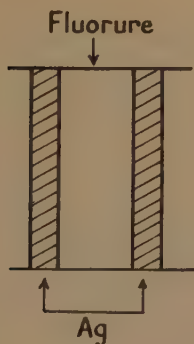


Fig. 28.

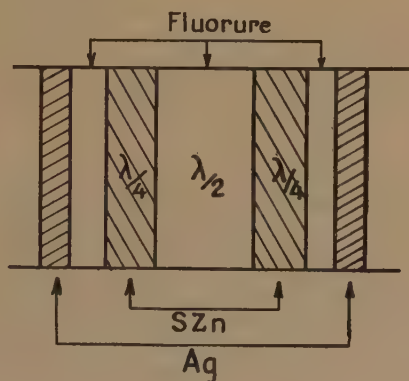


Fig. 29.

Fig. 28. — Filtre interférentiel classique.

Fig. 29. — Filtre à sélectivité améliorée : remplacement de chaque couche d'argent par une triple couche Ag-cryolithe-SZn.

tation, des qualités exceptionnelles des couches triples Ag-cryolithe-SZn.

De même que nous avons remplacé la couche d'argent d'un étalon interférentiel par une couche triple d'argent amélioré, nous pouvons remplacer chaque couche métallique d'un filtre interférentiel par une couche d'Ag amélioré. La constitution du filtre à 7 couches ainsi obtenu est schématisée figure 29.

Voici les caractéristiques d'un des filtres améliorés réalisés dans notre évaporateur :

Longueur d'onde moyenne de la bande passante	5 380 Å
Largeur de bande à mi-hauteur	80 Å
Transparence maximum	0,26

On peut facilement calculer, à partir de ces résultats expérimentaux, les caractéristiques des couches métalliques simples du filtre classique fictif équivalent; on trouve : $R = 0,955$, $t = 0,023$, soit pour chaque couche triple (verre-Ag-cryolithe-SZn-cryolithe), une absorption $A = 0,022$. Ces résultats coïncident bien avec ceux déjà obtenus lors de l'étude directe de telles couches triples.

Si nous comparons la largeur de bande de ce filtre amélioré avec celle d'un filtre classique de même transparence (filtre Ag-cryolithe-Ag de transmission 0,25 avec des couches d'argent : $T_0 = 0,90$, $R_0 = 0,05$), nous constatons que nous avons gagné un facteur deux.

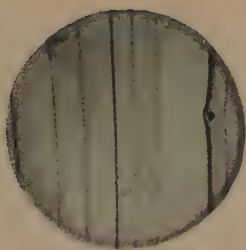
§ 7. Application aux franges localisées. Etude des surfaces. — Les franges localisées entre surfaces semi-argentées ont été, dès l'origine, utilisées pour l'étude des surfaces et la mesure des très faibles épaisseurs (31) (36) (Méthode de Wiener, 1887). La finesse de ces franges localisées augmente avec le facteur de réflexion des couches semi-transparentes, suivant la même loi que la finesse des anneaux à l'infini de Fabry-Pérot; pour déceler de très petites dénivellations, on a donc intérêt à utiliser des facteurs de réflexion aussi élevés que possible compatibles avec une luminosité suffisante pour permettre l'observation visuelle ou photographique. Tolansky et ses élèves ont récemment développé les applications de telles franges localisées (37 à 41). Ils utilisent des couches d'Ag de réflexion maximum, c'est-à-dire, presque opaques. La transmission est alors $1/1\ 000$ ou même $1/10\ 000$ et la source monochromatique doit être extrêmement brillante, d'où l'emploi d'une lampe à vapeur de mercure à haute pression donnant des raies spectrales larges. Dans ces conditions, la finesse des franges n'est conservée que pour les très faibles ordres d'interférence $p \leq 10$, par exemple, et les surfaces à étudier doivent se trouver presque au contact.

Si nous remplaçons les couches d'argent presque opaques par des couches d'argent améliorées, nous pouvons atteindre un facteur de réflexion supérieur à celui de l'argent massif, tout en conservant une transparence notable de l'ordre de 0,2, c'est-à-dire, que nous pouvons dépasser la finesse des franges de Tolansky ($\mathcal{F}$ de l'ordre de 50) sans avoir besoin d'une source de brillance exceptionnelle.

Une lampe à vapeur de mercure à basse pression donnant des raies fines, nous permettra même d'opérer avec des ordres d'interférence élevés, par exemple, quelques $1/10$ mm. d'épaisseur ($p = 4\ 000$).

Nous avons utilisé les couches triples Ag-cryolithe-SZn à très haute réflexion : 0,95 à 0,97 pour l'étude des défauts de surface de lames d'étalons interférentiels et nous avons pu déceler ainsi des irrégularités locales inférieures à $\lambda/100$ sans difficulté particulière dans l'observation des franges localisées (voir planche II).

Bien que cette application sorte du domaine que nous nous étions



a) Lames d'étalon 70 mm., couche complexe.

Ag-cryolithe-SZn. Les irrégularités locales sont inférieures à $\lambda/150$.



b) Lames de verre, bon poli, mauvaise planéité.
Couche complexe : Ag-cryolithe-SZn $R = 0,95$.

proposé d'étudier, signalons aussi l'intérêt des couches d'Ag amélioré pour les étalons par réflexion et pour les franges localisées observées par réflexion.

CONCLUSION

Nous avons entrepris la réalisation de miroirs semi-transparents aussi peu absorbants que possible en vue de l'étude des raies faibles et, plus particulièrement, des satellites faibles dans le visible. On

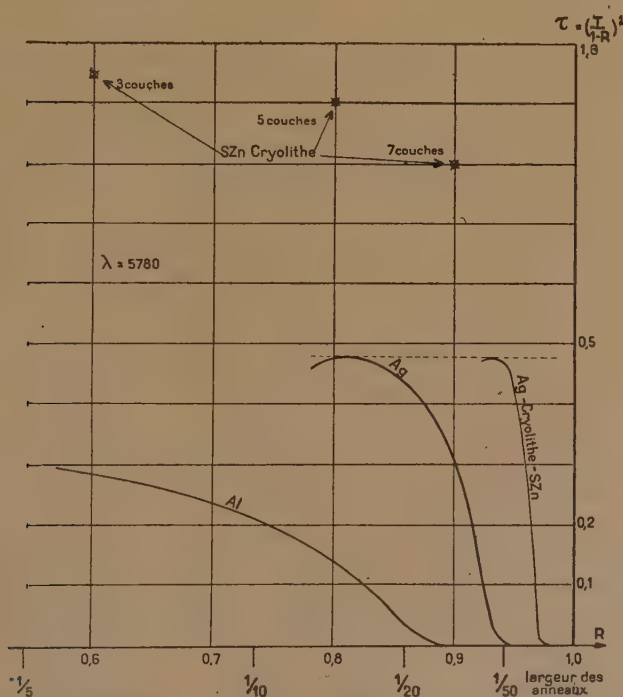


Fig. 30. — Transparence d'un étalon interférentiel en fonction du facteur de réflexion des lames et de la finesse des anneaux pour différents types de couches semi-transparentes.

peut dire que le but proposé a été atteint pour les facteurs de réflexion inférieurs à 0,90 (aux longueurs d'onde supérieures à 4 500 Å) à l'aide des couches multiples du type cryolithe-sulfure de zinc. Cependant, une étude resterait à faire si nous désirions obtenir de tels miroirs à

facteur de réflexion sensiblement constant dans un large domaine de longueurs d'onde dépassant $1\,500\text{ \AA}$:

Aux facteurs de réflexion élevés, un progrès important a été accompli par l'emploi des couches Ag-cryolithe-sulfure de zinc, dont l'absorption reste seulement de l'ordre de 2 o/o. La figure 30 résume les performances des nouveaux miroirs semi-transparents préconisés par rapport aux miroirs classiques d'Ag ou d'aluminium.

Enfin, signalons un point essentiel pour l'étude des raies faibles : les améliorations réalisées dans la transparence des étalons interférentiels autorisent l'emploi de plusieurs étalons en série sans perte prohibitive d'énergie, comme c'était le cas pour les couches métalliques classiques.

Enfin, les propriétés exceptionnelles des couches d'argent amélioré nous ont suggéré leur application hors du domaine de l'interférométrie des raies faibles : filtres interférentiels améliorés, étalons interférentiels par réflexion, étude des surfaces au moyen des franges localisées par transmission et par réflexion.

TROISIÈME PARTIE

INTERFÉROMÉTRIE A GRAND CONTRASTE

CHAPITRE PREMIER

§ 1. **Equipement du laboratoire.** — Nous allons donner quelques détails sur les éléments qui nous ont permis de réaliser les différentes expériences décrites dans le cours de cette troisième partie. Nous passerons successivement en revue les sources de la lumière, l'ensemble dispersif, les récepteurs : plaque photographique ou cellule photo-électrique.

1° **SOURCES DE LUMIÈRES.** — Pour étudier le contraste maximum accessible à l'aide d'un système dispersif donné, il nous fallait des raies sans « pieds », ou encore, des raies avec satellites faibles et d'intensité parfaitement connue. Nous avons utilisé plusieurs sources suivant les besoins.

a) *Tube à vapeur d'eau.* — Un tube à décharge rempli de vapeur d'eau sous une pression de l'ordre du millimètre de mercure donne principalement les raies de l'hydrogène. Si nous observons « en travers » le capillaire dans lequel passe la décharge, nous aurons

à côté des raies $H\alpha H\beta$ les raies du deutérium $D\alpha D\beta$ 5 000 fois plus faibles que les raies de l'hydrogène.

Si le tube est vu « en bout », le phénomène d'auto-absorption perturbe ce rapport et les raies du deutérium peuvent apparaître comme des satellites quelques centaines ou même quelques dizaines de fois plus faibles seulement que celles de l'hydrogène (43).

b) *Tube à krypton.* — Sous une pression de l'ordre du millimètre la raie verte ($5\,570\text{ \AA}$) du krypton ne possède pas de pieds d'intensité supérieure à $1/300$ à une distance de $0,1\text{ \AA}$ du corps de la raie, même pour un tube vu « en bout » de 20 cm. de longueur à des intensités de courant de l'ordre de $0,5\text{ ampère/cm}^2$. Nous avons utilisé cette raie pour étudier expérimentalement la répartition des éclaircissements dans les anneaux d'étalons d'épaisseur inférieure ou égale à 3 mm. (44).

c) *Tube à mercure.* — Bien que la raie verte ($5\,460\text{ \AA}$) du mercure soit complexe, les pieds sont extrêmement faibles à quelques dixièmes d'angström du corps de la raie quand elle est émise par un arc à basse pression, comme l'arc « Cooper-Hewitt ». Nous avons déterminé, par voie photographique, une limite supérieure des pieds spectraux de cette raie. Pour cela, nous avons utilisé le spectrographe à prisme liquide de Bellevue équipé du dispositif de M. P. Jacquinet (1) (3) pour éliminer la lumière parasite due à la diffraction dans le sens de la dispersion.

Distance au centre de la raie en angströms	Intensité relative
+ 2	$1/5\,000$
+ 1	$1/5\,000$
+ 0,5	$1/1\,000$
0	1
— 0,5	$1/1\,000$
— 1	$1/5\,000$
— 2	non mesurable

Nous voyons que la raie verte $5\,460\text{ \AA}$ pourra nous servir à étudier des contrastes jusqu'à 10^4 pourvu que la dispersion des étalons soit suffisamment petite (étalons de faible épaisseur).

2° MONOCHROMATEUR ET ÉTALONS. — Le monochromateur, entièrement construit à la Faculté des Sciences de Clermont-Ferrand, est un appareil autocollimateur à deux prismes, de distance focale 200 cm. et d'ouverture $f/50$.

permet un réglage grossier du parallélisme avant le réglage fin obtenu de façon classique par pression d'un ressort R. La distance des lames L_1 , L_2 peut être réglée, un peu au-dessous de l'épaisseur des cales, de manière que les dilatations des cales et des ensembles anneaux A-lames L se compensent suivant la direction normale aux lames.

Les étalons sont placés dans un cylindre vertical étanche en cuivre de 18 cm. de diamètre. La pression peut être maintenue constante ou, au contraire, peut varier continûment à l'aide d'un dispositif de pompage spécial qui a été décrit en détail dans le *Journal des Recherches de Bellevue* et dont nous reproduisons ci-après le schéma (fig. 31 bis) (5).

La pompe à palettes ayant réduit la pression dans l'étalon à quelques millimètres de mercure, le robinet R est fermé. La rotation du tambour enregistreur T soulève le contact mobile M, le courant dans l'électro-aimant E est interrompu, la palette P revient au contact de

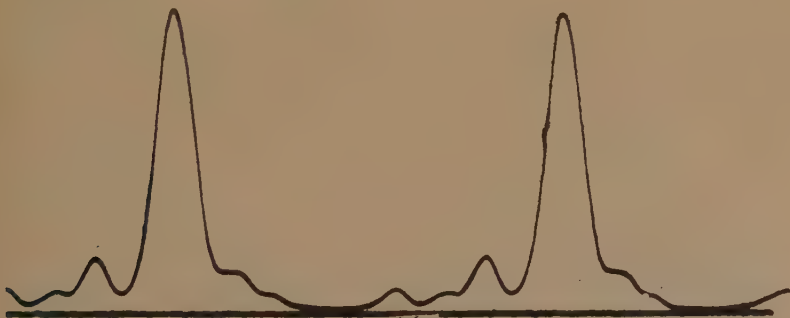


Fig. 31 ter. — Enregistrement de la raie verte du mercure à l'aide du dispositif décrit fig. 31 bis.

Etalon d'épaisseur 3,5 mm. Cellule 931 A. Durée de l'enregistrement 2 minutes.

sa butée ouvrant la fuite F qui laisse entrer l'air du côté de l'étalon, le mercure revient au contact de M et la fuite F est à nouveau fermée. Ainsi le niveau moyen du mercure reste sensiblement dans le plan horizontal de l'extrémité inférieure de M. Le caoutchouc de liaison entre les deux branches du manomètre est pincé en A afin de provoquer un amortissement des oscillations libres du mercure.

Malgré la discontinuité de la fuite, la variation de pression dans l'enceinte contenant l'étalon reste régulière grâce à l'amortisseur formé par les tubes de petit diamètre V_1 et V_2 et le réservoir C qui agissent de façon comparable à un filtre résistance capacité dans le filtrage d'un courant électrique continu ondulé.

L'enregistrement ne doit pas être trop rapide si on désire que la variation de pression dans l'étalon reste bien proportionnelle à la rotation du tambour. Dans les expériences faites, la vitesse maximum de rotation a été de l'ordre d'un tour pour deux minutes.

3^o RÉCEPTEURS. — Les études entreprises à Clermont ont été faites uniquement par voie photographique. En 1947, à Bellevue, le laboratoire a été équipé à l'aide de cellules photo-électriques à multiplicateur R. C. A., de types IP21, 931A, IP22, IP28, et nous avons pu effectuer des enregistrements avec des échelles linéaires d'intensité et de longueur d'onde au moyen du système à pression variable déjà signalé.

CHAPITRE II

L'étude de satellites faibles exige l'emploi d'un étalon à grand contraste, c'est-à-dire, de contraste supérieur à 100. Le résultat ne

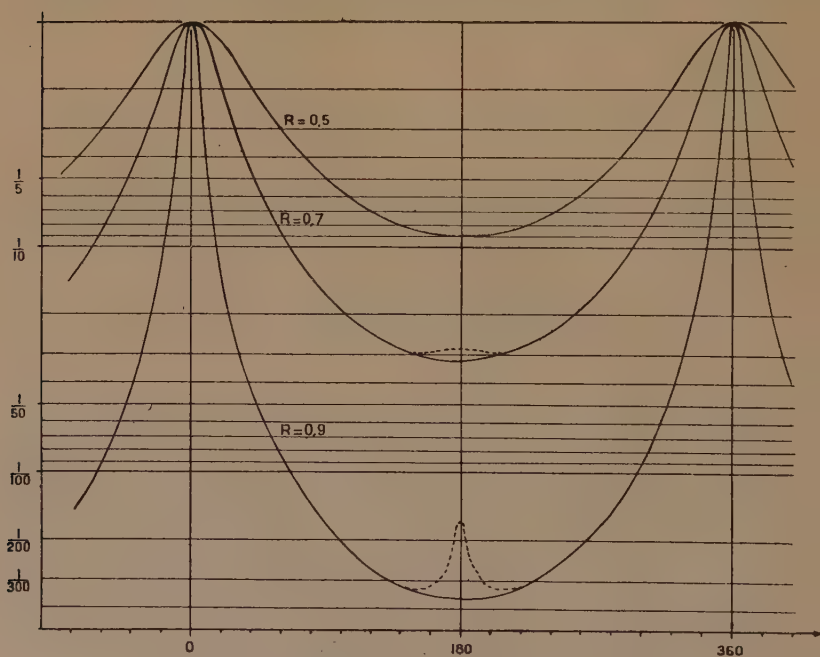


Fig. 32. — Satellite d'intensité relative $1/200$.

Etalons de facteurs de réflexion 0,5, 0,7, 0,9.

pourra être obtenu qu'à l'aide de miroirs semi-transparents à facteur de réflexion élevé. La figure 32 donne, en ordonnées logarithmiques, l'aspect théorique pour un satellite d'intensité relative $1/200$ situé entre deux anneaux, pour des facteurs de réflexion des lames $R = 0,5, 0,7, 0,9$.

Remarquons que la mise en évidence d'un satellite faible sur un fond d'intensité donnée sera d'autant plus facile que la finesse de l'anneau sera plus grande.

En fait, l'obtention de grands contrastes à l'aide d'un étalon unique se heurte à un certain nombre de difficultés et les valeurs théoriques ne sont jamais atteintes dans la pratique. Nous allons successivement montrer les obstacles qui se présentent.

§ 1. — L'existence d'un « fond » entre deux anneaux est une conséquence de la loi de décroissance des faisceaux qui interfèrent après

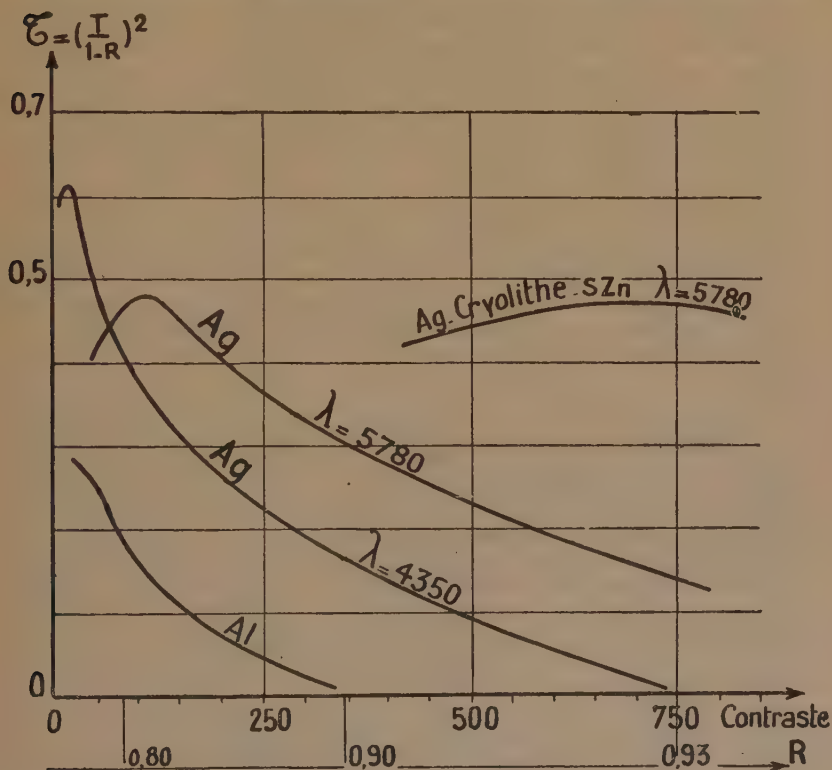


Fig. 33. — Transparence d'un étalon interférentiel en fonction du contraste théorique pour différents types de couches semi-transparentes.

traversée de l'étalon Fabry-Pérot. La série d'Airy donne, pour l'intensité minimum du faisceau résultant :

$$I_m = I_0 \frac{T^2}{(1+R)^2} = I_0 \mathfrak{C} \left(\frac{1-R}{1+R} \right)^2 \quad \text{et} \quad \mathcal{C} = \frac{I_M}{I_m} = \left(\frac{1+R}{1-R} \right)^2.$$

On peut théoriquement augmenter le contraste $\mathcal{C}$ autant qu'on le désire en utilisant des miroirs de facteur de réflexion très élevé ; mais expérimentalement, l'étalon n'est utilisable que si la transparence au sommet $\mathfrak{C}$ garde une valeur raisonnable, supérieure à 0,1 par exemple.

C'est là un problème de couches minces à faible absorption. Leur étude dans la deuxième partie de cet exposé nous permet de choisir les couches qui conviennent le mieux ; il suffit de tracer les courbes de transparence $\mathfrak{C}$ en fonction du contraste $\mathcal{C}$ pour les différents types de couches étudiées.

La figure 33 nous montre, par exemple, pour $\lambda = 5780 \text{ \AA}$ que l'aluminium ne peut donner de bons résultats et que la couche triple d'argent amélioré par un fluorure et le sulfure de zinc s'impose.

Pour un contraste théorique de l'ordre de 1000, il faut $R = 0,94$. La transparence d'un étalon traité par l'argent amélioré est alors vingt fois celle d'un étalon argenté usuel. De plus, la conservation des miroirs reste bien meilleure.

Ainsi, nous avons pu employer les mêmes couches pendant six mois alors que l'argent nu devenait inutilisable au bout d'un mois. Les paragraphes suivants nous montreront qu'il est inutile d'essayer d'aller plus loin dans cette voie, et que le problème des couches à facteur de réflexion très élevé, avec une faible absorption, peut être considéré comme résolu par l'emploi de ces couches Ag-cryolithe-SZn.

§ 2. Limitation du contraste. Effet d'un diaphragme placé après l'étalon. — Un tel diaphragme limite le nombre de faisceaux émergents pour les rayons incidents très inclinés sur l'axe. Pour calculer facilement l'ordre de grandeur de la diminution du contraste ainsi provoquée, nous supposons tout d'abord que nous envoyons sur l'étalon un pinceau de faible étendue, comme dans le cas de l'étalon à entrée claire (fig. 34). Si le diaphragme a pour effet de limiter à k faisceaux le flux lumineux émergent, nous écrirons :

$$Ik(\varphi) = I_0 \left| (1 + R e^{i\varphi} + R^2 e^{2j\varphi} + \dots + R^k e^{kj\varphi}) \right|^2$$

$$Ik(\varphi) = I_0 \left| \frac{1 - R^k e^{kj\varphi}}{1 - R e^{j\varphi}} \right|^2 = I_0 \frac{1 + \mu \sin^2 k\varphi/2}{1 + m \sin^2 \varphi/2}$$

avec : $\mu = \frac{4R^k}{(1-R^k)^2} \quad \text{et} \quad m = \frac{4R}{(1-R)^2}.$

On peut considérer la figure d'interférence comme une figure de Fabry-Pérot normale, modulée suivant la relation :

$$Ik(\varphi) = I_{\infty}(\varphi)(1 + \mu \sin^2 k\varphi/2)$$

soit k ondulations parasites par anneau.

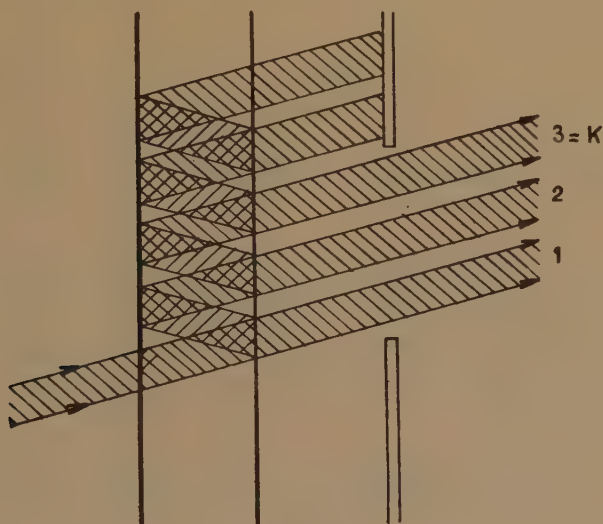


Fig. 34.

En fait, ces franges de faible amplitude sont invisibles pour plusieurs raisons :

a) Sauf dans le cas de l'entrée claire, il n'y a pas suppression pure et simple des faisceaux qui ont subi plus de k réflexions, mais affaiblissement progressif de ces faisceaux de rang élevé.

b) La largeur de la raie spectrale ainsi que les défauts de surface provoquent un « balayage » qui brouille les ondulations parasites et les rend pratiquement invisibles dans les conditions usuelles d'observation ⁽¹⁾.

Nous pourrions donc tout simplement écrire que le fond entre deux anneaux est multiplié par la valeur moyenne $(1 + \mu/2)$.

⁽¹⁾ J. Brossel (46) a mis en évidence les raies parasites dues à la limitation du nombre de faisceaux qui interfèrent, dans le cas particulier de franges localisées entre lames semi-argentées, et en se plaçant dans des conditions particulières très différentes au point de vue de la géométrie des faisceaux.

Pour $k=50$:

$$\begin{array}{llll} R=0,90 & C=360 & \mu=0,02 & 1+\mu/2=1,01 \\ R=0,94 & C=1\ 050 & \mu=0,18 & 1+\mu/2=1,09, \end{array}$$

On voit que le contraste n'est abaissé que de 9 0/0 pour un facteur de réflexion aussi élevé que 0,94 lorsque les 50 premiers faisceaux ne sont pas diaphragmés.

On aura fort rarement à se préoccuper de cette limitation en dehors de faisceaux fortement inclinés sur l'axe; mais il se produirait alors des phénomènes bien plus gênants, comme le dédoublement des anneaux, phénomène dû aux changements de phase à la réflexion sur les miroirs semi-transparents suivant la direction de polarisation des faisceaux (47).

§ 3. Réflexions parasites sur les faces non métallisées des lames d'étalon. — Quand on étudie des satellites d'intensité relative inférieure à 1/100, il ne peut être question de négliger les images parasites d'intensité 4/100 dues aux réflexions sur les faces non métallisées ou sur la lentille de projection.

Cependant, des précautions élémentaires permettent d'éliminer ces images parasites (48).

a) Si l'étalon est placé avant le spectrographe, il suffit de placer dans le plan focal du collimateur qui précède immédiatement l'étalon une fente conjuguée de la fente du spectrographe.

Si les arêtes du prisme de petit angle que constitue chaque lame d'étalon sont parallèles à la fente, on va obtenir deux images latérales sur les lèvres de la fente d'entrée du spectrographe. Aucun flux gênant ne filtrera ainsi dans le spectrographe à prisme.

Si l'étalon est placé derrière un monochromateur, on obtient sur la plaque photographique une seule image principale et deux images latérales distinctes de l'image principale (si l'angle du prisme constitué par la lame d'étalon est suffisant).

Remarquons que l'image parasite donnée par la deuxième lame de l'étalon est la seule réellement gênante, car toute réflexion avant l'étalon ne peut provoquer qu'une modification du champ et non un brouillage des anneaux.

Dans le cas de l'utilisation d'un étalon avec une cellule photo-électrique, l'angle du prisme constitué par la seconde lame doit avoir une valeur beaucoup plus grande que dans le cas photographique; il faut, en effet, rejeter latéralement une figure de diamètre égal au trou central d'exploration. Par contre, l'orientation des arêtes des lames prismatiques n'a aucune importance.

Comme le diamètre angulaire du trou d'exploration est inversement proportionnel à la racine carrée de la résolution théorique de

l'étalon (*Journal de Bellevue* (5)), il faudra prévoir l'angle au sommet de la seconde lame prismatique de l'étalon pour la plus faible résolution envisagée. Par exemple, pour $e = 1 \text{ mm.}$: $\mathcal{F} = 10$, $\lambda = 0,5\mu$, $R_0 = 40\,000$, le diamètre angulaire du trou d'exploration sera :

$$\alpha = \frac{2}{\sqrt{R_0}} = \frac{1}{100} \text{ et l'angle minimum } A \text{ des faces de la seconde lame}$$

vaudra $1/200$ radian, soit environ 3 degrés.

b) Les reflets parasites sur la lentille de projection des anneaux peuvent être plus difficiles à éliminer. Il est nécessaire d'étudier chaque cas séparément, suivant la courbure des faces de l'objectif.

§ 4. **Eclairements parasites dus à la diffusion.** — La diffusion sur les surfaces placées derrière l'étalon intervient seule, aussi est-il préférable d'utiliser un arrangement où l'étalon est disposé à la suite du monochromateur. La deuxième lame de l'étalon et l'objectif de projection sont alors seuls à causer une lumière diffusée gênante dont l'intensité dépend du poli des surfaces, de l'homogénéité des verres et de la présence de poussières. Les couches semi-transparentes ainsi que les couches anti-reflets disposées sur l'objectif accroissent la lumière qui serait diffusée par un verre nu, mais son ordre de grandeur est tel que nous n'avons jamais été gênés pour l'étude de contrastes de l'ordre de 1 000.

On pourra, le plus souvent, négliger la lumière diffusée jusqu'à des valeurs du fond entre deux anneaux de l'ordre de 10^{-4} .

§ 5. **Imperfections des surfaces.** — Les différentes causes d'affaiblissement du contraste étudiées jusqu'ici ne semblent pas devoir intervenir si l'on prend les précautions indiquées jusqu'à des contrastes de l'ordre de 1 000. Nous allons voir que les imperfections des surfaces limitent le contraste à des valeurs souvent très inférieures.

Nous avons déjà donné, dans une publication antérieure, les calculs et les résultats numériques qui permettent de déterminer la déformation de la fonction d'appareil connaissant les imperfections des surfaces et, réciproquement (44). Nous allons simplement en rappeler ici l'essentiel.

Pour faciliter l'exposé, nous supposerons une des deux lames parfaite, l'autre est à une distance moyenne e (fig. 35). On peut découper cette surface en éléments parallèles au plan moyen de la lame. Tout se passe comme si on disposait d'une infinité d'interféromètres d'épaisseurs comprises entre les deux limites $e + \Delta_M$ et $e - \Delta_M$, Δ_M étant l'irrégularité maximum. L'ensemble des interféromètres d'épaisseur comprise entre $e + \Delta$ et $e + \Delta + d\Delta$ a une surface $dS = f(\Delta)d\Delta$, f étant la fonction de répartition de la grandeur des

irrégularités sur la forme de laquelle on ne pourra souvent faire que des hypothèses. Nous obtiendrons la répartition réelle $J(\varphi)$ de l'éclairement en faisant la somme des éclairissements donnés par chaque

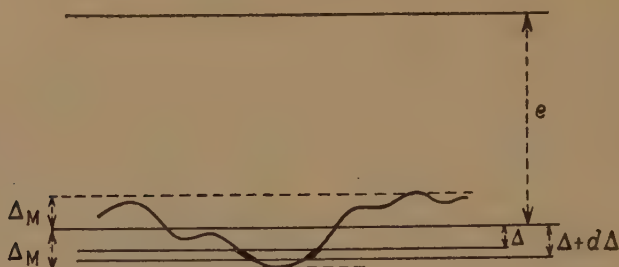


Fig. 35.

interféromètre élémentaire en remarquant que les anneaux de deux appareils d'épaisseurs e et $e + \Delta$ sont décalés de :

$$\delta\varphi = \frac{4\pi\Delta}{\lambda},$$

φ étant le déphasage entre deux rayons émergents successifs. Soit $I(\varphi)$ la fonction d'appareil pour des lames parfaites, l'éclairement en un point d'un anneau est proportionnel à leur surface et à $I(\varphi)$. On a donc ici à faire la somme des éclairissements élémentaires $dE = kI dS$:

$$E = kJS = k \int I dS \quad \text{d'où} \quad J = \frac{1}{S} \int I dS.$$

En prenant $\delta\varphi$ comme variable, on a :

$$dS = f(\Delta) d\Delta = g(\delta\varphi) d\delta\varphi$$

et l'intégrale cherchée s'écrit :

$$J(\varphi) = \frac{1}{S} \int I dS = \frac{\int I(\delta\varphi - \varphi) g(\delta\varphi) d\delta\varphi}{\int g(\delta\varphi) d\delta\varphi}.$$

Quand il s'agit d'une courbure générale de la surface, la fonction $g(\delta\varphi)$ peut être connue. Par exemple, pour une surface sphérique, l'indicatrice $Y = \frac{dS}{d\Delta}$ a la forme rectangulaire de la figure 36a. Dans le cas d'irrégularités locales, il est plus difficile d'évaluer la forme de l'indicatrice.

On peut cependant la connaître dans le cas d'irrégularités réparties

au hasard, $\frac{dS}{d\Delta}$ est alors une courbe de Gauss (fig. 36b). Même dans le cas où on ne peut rien affirmer sur $g(\delta\varphi)$, par le seul fait que l'intervalle $+\delta\varphi_M - \delta\varphi_M$ est petit devant l'interfrange 2π , on peut affirmer que le fond $J(\pi)$ reste peu différent de $I(\pi)$, c'est-à-dire inchangé, alors que le sommet $J(0)$ peut être considérablement abaissé :

En effet, pour la répartition connue :

$$I = \frac{1}{1 + 4h \sin^2 \varphi/2} \quad \left(h = \frac{R}{(1-R)^2} \right)$$



Fig. 36a.

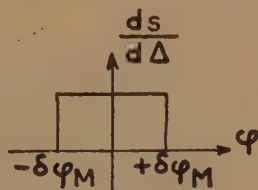
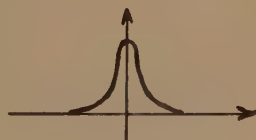


Fig. 36b.



le fond $I(\pi)$, entre deux anneaux, varie très peu dans l'intervalle $\varphi + \delta\varphi_M$ à $\varphi - \delta\varphi_M$ quel que soit R ; on peut alors supposer I constant dans l'intégrale :

$$J(\pi) = \frac{1}{S} \int I dS \neq \frac{I(\pi)}{S} \int dS = I(\pi).$$

Au contraire, la fonction I diminue rapidement quand on s'écarte du sommet $I(0) = 1$ d'un anneau ; on a donc à faire :

$$\frac{\int I g d\delta\varphi}{\int g d\delta\varphi} \quad \text{avec :} \quad \int I g d\delta\varphi < \int g d\delta\varphi$$

puisque $I(\varphi)$ devient inférieur à 1 dès qu'on s'écarte du sommet.

On a bien $J(0) < I(0)$ et $J(0)$ est d'autant plus faible que les anneaux sont plus fins, c'est-à-dire R plus élevé.

L'effet des irrégularités se traduit donc par une déformation de la fonction d'appareil caractérisée par une diminution du contraste due *uniquement à l'abaissement du sommet*. Corrélativement, les anneaux sont élargis. L'éclairement du fond reste inaltéré en valeur absolue.

Nous aboutirons exactement au même résultat si nous considérons une radiation incidente non monochromatique, par exemple, une raie élargie par effet de Doppler. Au contraire, un fond continu se superposant aux raies observées, un satellite non résolu entre deux anneaux provoqueront un relèvement du fond. Cet ensemble de résultats est schématisé figure 37.

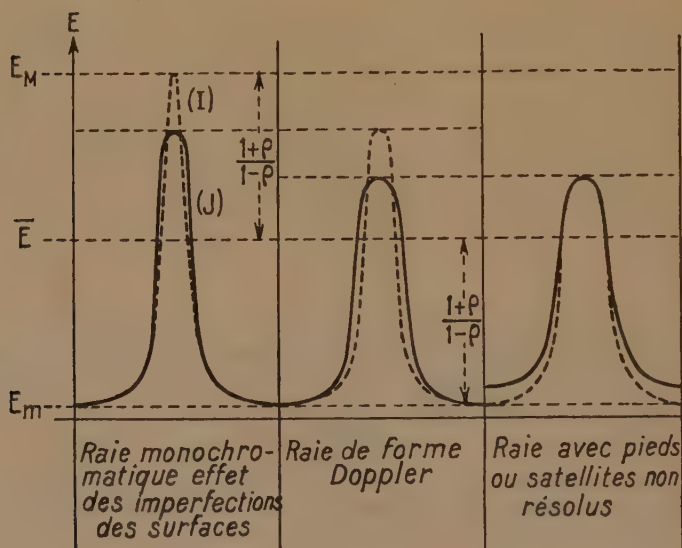


Fig. 37.

La simple mesure du rapport des éclairements du sommet et du fond ne permet pas de distinguer si l'affaiblissement du contraste constaté expérimentalement est dû aux défauts instrumentaux ou bien à une cause spectrale.

Pour savoir si le fond a été relevé en *valeur absolue*, il faut le comparer à un éclairement indépendant de la forme de la raie et des irrégularités. Nous choisirons comme référence l'éclairement moyen $\bar{E}$ (éclairement uniforme qui serait obtenu si les interférences n'avaient pas lieu), qui remplit précisément ces conditions.

Pratiquement, nous ferons la mesure la plus simple, celle de l'éclairement E_0 , interféromètre élevé.

$\bar{E}$ s'en déduit aisément :

$$\bar{E} = E_0 \frac{T^2}{1 - R^2},$$

T étant le facteur de transmission des lames semi-transparentes. L'éclairement minimum (fond) E_m est relié simplement à $\bar{E}$:

$$E_m = \bar{E} \frac{1 - R}{1 + R}.$$

Si on trouve expérimentalement pour E_m une valeur nettement supérieure à sa valeur théorique $\frac{1 - R}{1 + R} \bar{E}$, on peut affirmer qu'on se trouve en présence d'une raie possédant des pieds de satellites non résolus, ou d'un fond spectral continu se superposant à la raie observée (fig. 37).

Si nous voulons maintenant obtenir des résultats numériques pour évaluer l'élargissement φ_1/φ_0 d'un anneau ou l'affaiblissement $\frac{J_0}{I_0} = J(0)$ du contraste en fonction de l'irrégularité quadratique moyenne $\sqrt{\Delta^2}$ nous aurons intérêt à utiliser une variable réduite qui permette, à l'aide d'un seul tableau, d'obtenir le résultat quels que soient la longueur d'onde et le facteur de réflexion des lames. La théorie exposée plus haut montre que nous avons intérêt à exprimer les résultats en fonction de :

$$\sqrt{h\delta\varphi^2} \quad \text{avec :} \quad \delta\varphi^2 = \left(\frac{4\pi}{\lambda}\right)^2 \Delta^2 \quad \text{et :} \quad h = \frac{R}{(1 - R)^2}.$$

J(0)	f(Δ) rectangulaire		f(Δ) en cloche	
	$\sqrt{h\delta\varphi^2}$	φ_1/φ_0	$\sqrt{h\delta\varphi^2}$	φ_1/φ_0
1	0	1	0	1
0,9	0,34	1,17	0,37	1,14
0,8	0,54	1,35	0,60	1,30
0,7	0,76	1,63	0,86	1,50
0,6	1,05	2,05	1,19	1,87
0,5	1,36	2,55	1,6	2,4
0,4	1,8	3,3	2,26	3,1

On peut remarquer que les calculs faits permettent, quelle que soit l'hypothèse choisie pour la forme de $f(\Delta)$, d'établir une relation entre l'abaissement du sommet et l'élargissement, en éliminant $h\sqrt{\delta\varphi^2}$. Ainsi on peut, soit évaluer les irrégularités à partir d'un élargisse-

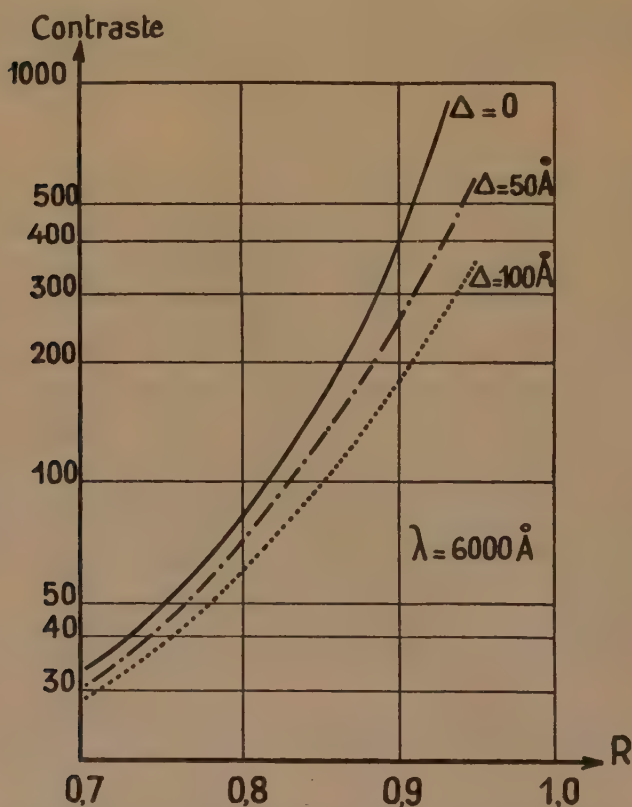


Fig. 38. — Influence des irrégularités des surfaces des lames sur le contraste en fonction du facteur de réflexion.

ment ou d'un affaiblissement du contraste, soit vérifier expérimentalement si la correspondance entre φ_1/φ_0 et $J(o)$ est bien conforme à la théorie (fig. 38 et 39).

Nous avons donné les résultats de telles vérifications dans la publication précitée (44).

§ 6. Conclusion. — L'étude des miroirs transparents nous a fait espérer des contrastes de l'ordre de 1 000 dans d'excellentes conditions de finesse et de luminosité à l'aide de couches d'argent améliorées $R=0,94$, $T=0,04$. Les paragraphes précédents nous ont montré que seuls les défauts de surface limitaient alors notablement les performances de l'étalon. Même avec de très bonnes lames, ces défauts divisent facilement par 4 ou 5 le contraste réellement obtenu.

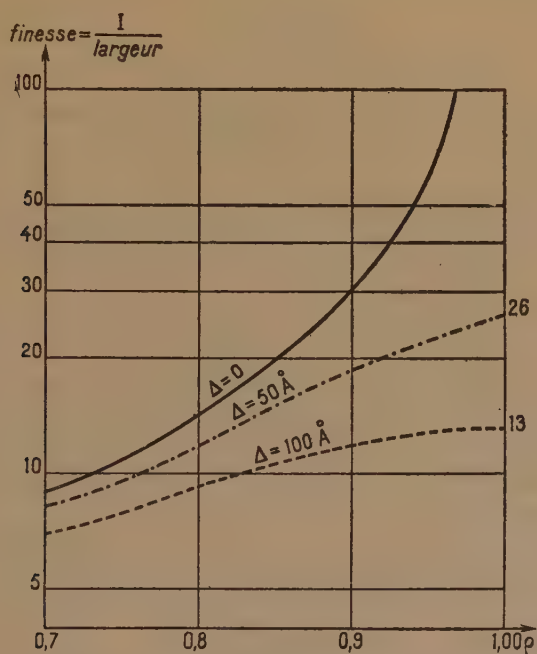


Fig. 39. — Influence des irrégularités des surfaces sur la finesse des anneaux en fonction du facteur de réflexion.

Voici, à titre d'exemple, les résultats pour des lames d'étalon interférentiel de 70 mm. de diamètre et $\lambda = 5\,460\text{ Å}$.

Courbure générale de chaque lame (flèche) pour un diamètre utile de 50 mm. : $\lambda/25$; de 20 mm. : $\lambda/50$.

Irrégularités locales : ordre de grandeur : $\lambda/150$.

Ces valeurs ont été déduites de l'observation des franges localisées pour une très faible différence de marche entre les deux lames semi-argentées de l'étalon. Un tel étalon utilisé devant une cellule photo-électrique avec son dispositif d'exploration, donne un contraste réel

de l'ordre de 200 pour $R=0,94$, au lieu du contraste de 1 000 prévu par la théorie élémentaire de l'étalon Fabry-Pérot.

Nous pourrions encore, dans des cas favorables observer un satellite faible d'intensité $1/5$ de celle du fond entre deux anneaux, c'est-à-dire d'intensité relative $1/1\ 000$, mais c'est là une limite et pour aller plus loin, il sera nécessaire d'envisager des combinaisons de plusieurs appareils dispersifs.

CHAPITRE III

Combinaisons interférentielles du type soustractif.

§ 1. **Considérations théoriques.** — Nous désirons rendre nul le fond instrumental entre deux anneaux ; pour cela, imaginons de retrancher à la figure d'interférence un éclairement uniforme de valeur convenable.

Le calcul, effectué en tenant compte des phases relatives des amplitudes à retrancher, montre que le sommet est assez peu affecté et que la répartition générale des éclaircissements n'est guère modifiée, tandis que le contraste est amélioré. L'amplitude du rayon résultant des interférences entre rayons émergents d'un étalon de Fabry-Pérot, a pour valeur minimum : $\frac{T}{1+R}$. La nouvelle répartition pour la combinaison soustractive sera donc :

$$I_1(\varphi) = \left(\frac{T}{1 - R e^{j\varphi}} - \frac{T}{1 + R} \right)^2$$

ce qui donne bien :

$$I_1(\pi) = 0$$

et un abaissement du sommet :

$$\frac{I_1(0)}{I_0} = \left(\frac{2R}{1+R} \right)^2 \neq R \text{ pour } R \geq 0,7.$$

La fonction $I_1(\varphi)$ est rapidement calculable à l'aide d'une construction graphique (fig. 40).

Représentons tout d'abord :

$$I(\varphi) = \left(\frac{T}{1 - R e^{j\varphi}} \right)^2.$$

$\text{Re}^{j\varphi}$ est un cercle de rayon R de centre O .

$1 - \text{Re}^{j\varphi}$ est un vecteur tel que $\overrightarrow{PM}$ avec $OP = 1$.

Pour passer à $\frac{1}{1 - \text{Re}^{j\varphi}}$, il suffit d'effectuer une inversion. Il est facile de voir sur la figure que le vecteur $\overrightarrow{PN}$ représente :

$$\frac{1 - R^2}{1 - \text{Re}^{j\varphi}}$$

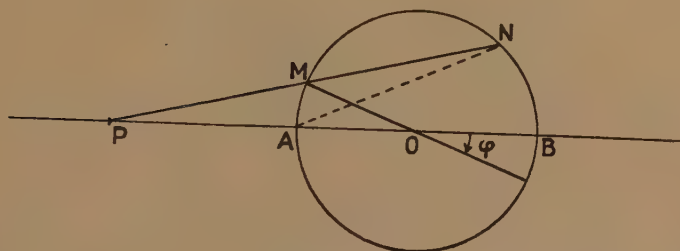


Fig. 40.

puisque : $\overline{PM}, \overline{PN} = 1 - R^2$ avec $\widehat{BOL} = -\varphi$.

Pour avoir $I(\varphi) = \left| \frac{T}{1 - \text{Re}^{j\varphi}} \right|^2$, il suffit donc de porter $\widehat{BOL} = -\varphi$ et de joindre PM qui coupe le cercle en N . Le carré du module de $\overrightarrow{PN}$ donne à un facteur constant $\left(\frac{T}{1 - R^2} \right)^2$ après la valeur cherchée :

$$I(\varphi) = \left| \frac{T}{1 - R^2} \right|^2 | \overline{PN} |^2.$$

Pour obtenir $I_1(\varphi)$, nous avons à retrancher de $\frac{T}{1 - R^2} \overrightarrow{PN}$ un vecteur de module $\frac{T}{1 + R}$, soit sur la figure, un vecteur $\frac{T}{1 + R} \frac{1 - R^2}{T} = 1 - R$, il suffit, pour cela, de changer l'origine P des vecteurs suivant la translation $\overrightarrow{PA} = 1 - R$, ce qui donne le point A sur le cercle comme on pouvait le prévoir.

Le vecteur $\overrightarrow{AN}$ représente alors :

$$\frac{1 - R^2}{T} \left(\frac{T}{1 - \text{Re}^{j\varphi}} - \frac{T}{1 + R} \right)$$

d'où :
$$I_1(\varphi) = \left| \frac{T}{1-R^2} \right|^2 |AN|^2.$$

Les variations de $|\overrightarrow{AN}|$, en fonction de φ ont exactement la même allure que celles de $|\overrightarrow{PN}|$ et aucun changement notable de la forme de la fonction $I_1(\varphi)$ ne se produit. En particulier pour $\varphi \neq \pi$, c'est-à-dire au voisinage du minimum. La corde AN est très voisine de la tangente en A au cercle et on peut écrire :

$$|\overrightarrow{AN}|^2 = |\overrightarrow{PN}|^2 - |\overrightarrow{PA}|^2 \quad (\text{fig. 41})$$

$$I_1(\varphi) = I(\varphi) - \text{constante}$$

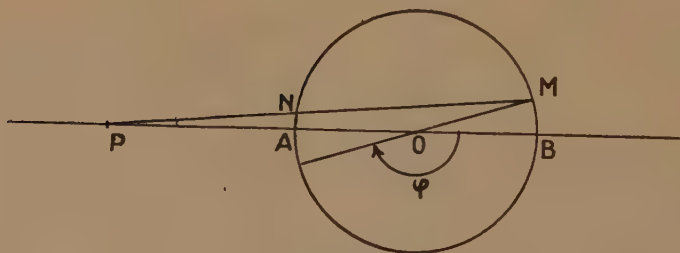


Fig. 41.

ce qui signifie que la courbe $I_1(\varphi)$ peut se déduire, au voisinage du minimum, de $I(\varphi)$ par une simple translation qui amène ce minimum sur l'axe des x .

A titre d'exemple, voici les résultats pour $R = 0,70$ les deux fonctions $I_1(0)$ et $I(0)$ étant arbitrairement ramenées à la valeur 100.

φ	0	$\pi/6$	$2\pi/6$	$3\pi/6$	$4\pi/6$	$5\pi/6$	π
$I(\varphi)$	100	34,5	11,8	6,4	4,3	3,4	3,1
$I_1(\varphi)$	100	32	9	3,2	1,1	0,2	0

§ 2. Réalisation. — Remarquons d'abord que, superposer à la figure d'interférence un fond continu d'amplitude $\frac{T}{1+R}$ et de phase opposée

à celle de la résultante des rayons qui ont subi les réflexions multiples avec $\varphi = \pi$, c'est tout simplement affaiblir le premier rayon (la phase de la résultante des rayons émergents est la même pour $\varphi = 0$ et $\varphi = \pi$).

a) *Etalon interférentiel à entrée claire.* — La figure 42 indique la disposition des faisceaux et de l'écran destiné à affaiblir seulement

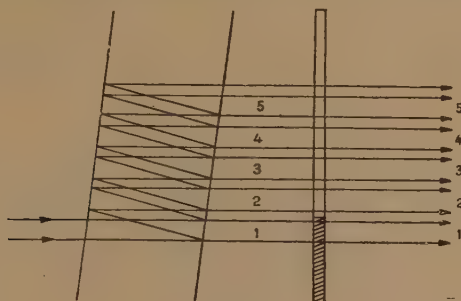


Fig. 42.

le premier faisceau. La difficulté expérimentale est dans la réalisation d'un écran qui affaiblisse le premier faisceau de la valeur désirée $\left(1 - \frac{T}{1+R}\right)^2$ sans perturber la phase relative des faisceaux 1, 2, 3, 4...

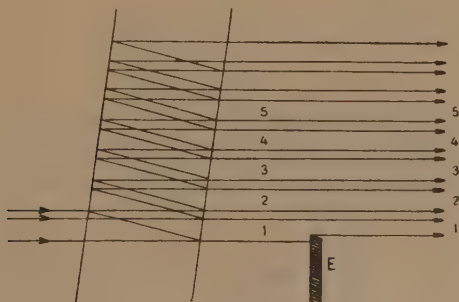


Fig. 43.

Nous avons essayé expérimentalement un dispositif un peu différent (fig. 43). L'écran E opaque affaiblit le premier faisceau émergent par une diminution de son étendue. Le facteur d'affaiblissement provoqué par E dépend de l'incidence (d'autant plus que E est plus éloigné de l'étalon). Nous devons donc observer une amélioration du contraste sur un des anneaux seulement, celui qui correspond

à l'incidence telle que l'affaiblissement soit celui déjà calculé. Nous avons bien observé visuellement ce phénomène. Si l'écran E est assez éloigné de l'étalon, on constate une périodicité dans l'amélioration du contraste des anneaux observés. L'écran occulte en effet successivement le faisceau 1, puis 2, puis 3, etc.

b) *Etalon interférentiel normal*. — Le premier faisceau n'est plus géométriquement séparé des autres et si on veut réaliser l'augmentation du contraste, par voie soustractive, on est obligé d'utiliser effectivement un faisceau auxiliaire en opposition de phase avec le premier faisceau émergent.

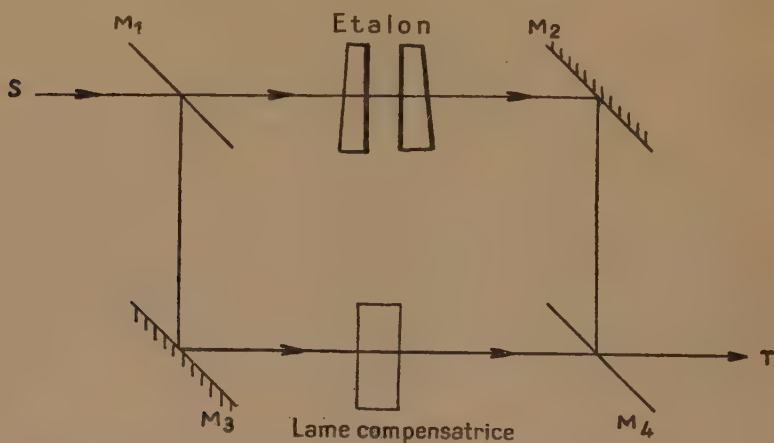


Fig. 44.

La figure 44 schématise un dispositif possible pour réaliser l'effet soustractif cherché. Les difficultés de réalisation sont assez grandes. Nous n'avons tenté aucun essai dans cette voie car les combinaisons d'étalons en série nous ont paru plus simples et plus avantageuses.

CHAPITRE IV

Combinaisons interférentielles du type multiplicatif. Etalons en série sans focalisation.

§ 1. Généralités. — Depuis Fabry et Pérot (49) en 1899, d'assez nombreux expérimentateurs ont utilisé plusieurs étalons en série pour accroître le domaine spectral utilisable sans recouvrement des

ordres d'interférences (50) à (56). Les épaisseurs des étalons doivent, dans ce cas, être dans un rapport simple.

Pour résoudre le problème des grands contrastes, il suffira de placer en série des étalons exactement de la même épaisseur.

Si nous négligeons les réflexions entre étalons, nous devons alors obtenir, pour deux appareils, une fonction d'appareil $I(2)(\varphi) = [I(\varphi)]^2$. Le contraste est donc élevé au carré tandis que la résolution est améliorée. Un calcul simple montre que la finesse théorique d'un anneau est augmentée dans le rapport $\frac{1}{\sqrt{\sqrt{2}-1}} = 1,55$. La transparence au

sommet de l'ensemble devient $\mathfrak{C}^2 = \left(\frac{T}{1-R}\right)^4$, il est donc encore plus important ici que pour l'étalon simple, d'utiliser des miroirs semi-transparents à très faible absorption. On peut même dire que les couches classiques d'Ag ou d'Al interdisent pratiquement l'emploi des étalons en série pour l'étude des raies faibles. Au contraire, les couches multiples, sulfure de zinc-fluorure constituent une excellente solution et permettent des transparences dépassant 0,5 pour des contrastes élevés ; par exemple : $R=0,80$, $T=0,19$, $\mathfrak{C}^2=0,8$, $\mathfrak{C}^2=6400$.

Dans ces conditions, il sera inutile, dans la pratique, de recourir à des systèmes interférentiels comportant plus de deux étalons en série.

Nous allons étudier les différentes combinaisons comportant deux étalons en série. Nous distinguerons les combinaisons à focalisation (dans lesquelles le système d'anneaux donné par un étalon dans le plan focal de l'objectif de projection est repris par un second collimateur, suivi d'un second étalon avec son objectif de projection) et les combinaisons non focalisées où les étalons sont simplement disposés en série sans aucun système optique entre deux appareils interférentiels successifs.

Parmi les combinaisons sans focalisation, l'étude du système à trois couches semi-transparentes, qui résulte de la contraction de deux étalons, a pris une importance telle, qu'il a paru préférable de lui consacrer un chapitre spécial.

§ 2. Double étalon, série sans focalisation. — Supposons des étalons identiques et parallèles placés, l'un derrière l'autre, à quelques centimètres de distance. Les couches semi-transparentes sont supposées non absorbantes (fig. 45). La radiation utilisée ne peut être considérée comme monochromatique pour l'étalon $M_1M_2 - N_1N_2$ involontairement réalisé puisque la distance des deux étalons est grande devant l'épaisseur de l'un d'eux et on doit, par suite, ajouter les intensités et non les amplitudes des faisceaux qui ont subi les réflexions multiples parasites.

Si les quatre miroirs M_1M_2 , N_1N_2 sont identiques, le facteur de

réflexion de M_1M_2 pour l'incidence correspondant au sommet est nul et l'ensemble garde bien la transparence :

$$\mathcal{C}^2 = \left(\frac{T}{1-R} \right)^4 = 1.$$

Pour le fond, au contraire, la transmission de chaque étalon est $\left(\frac{T}{1+R} \right)^2$ et le facteur de réflexion des miroirs fictifs M' et N' , de même réflexion que M_1M_2 , N_1N_2 pour l'incidence correspondante est

$$\rho = 1 - \left(\frac{T}{1+R} \right)^2.$$

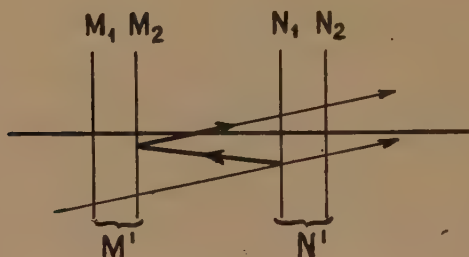


Fig. 45.

Le fond, entre deux anneaux donnés par la combinaison d'étalons, est alors :

$$\left(\frac{T}{1+R} \right)^4 \frac{1}{1-\rho^2}$$

en tenant compte de l'énergie récupérée par les réflexions multiples entre M_1M_2 , N_1N_2 .

Evaluons ce fond réel, en fonction de celui que donne un étalon seul :

$$I_m = \left(\frac{T}{1+R} \right)^2$$

$$\frac{I_m^2}{1-\rho^2} = \frac{I_m^2}{1-(1-I_m^2)} = \frac{I_m^2}{-I_m^2 + 2I_m} \neq \frac{I_m}{2}.$$

Au lieu d'obtenir le contraste d'un étalon, élevé au carré, nous avons seulement le double du contraste d'un étalon simple.

Par exemple, pour :

$$R=0,70 \quad T=0,30 \quad \mathcal{C}=32 \quad \mathcal{C}^2=1000 \quad 2\mathcal{C}=64.$$

Le cas théorique traité ci-dessus n'est jamais réalisé, tout au moins pour des étalons, mais il peut se présenter pour des filtres interférentiels placés à quelques millimètres, l'un derrière l'autre.

Dans le cas des étalons, il suffit d'espacer, d'une vingtaine de centi-

mètres par exemple, M_1M_2 et N_1N_2 pour que la plus grande partie du faisceau divergent qui subit les réflexions multiples parasites tombe hors de la surface utile du second étalon.

De plus, les lames semi-transparentes sont souvent absorbantes et les réflexions de 4 o/o sur les faces non argentées des lames de verre de l'étalon donnent des faisceaux déportés qui n'interviennent pas avec une géométrie convenable du système optique. Le facteur de réflexion ρ en est notablement diminué. Les deux réflexions « air-verre » nous permettent de prendre, pour ρ une valeur inférieure à $1 - (2 \times 0,04) = 0,92$ soit : $\frac{1}{1 - \rho^2} \approx 6$.

Pratiquement, à l'aide de lames d'étalon qui n'ont subi aucun traitement anti-reflet, le contraste théorique pour deux étalons en série, sans interrédaction, sera donc, au plus, divisé par un facteur de l'ordre de 5 à 6. Bien que plus optimiste que le résultat précédent :

$$\left(\text{Contraste de l'ensemble} = \frac{\text{contraste d'un seul étalon}}{2} \right),$$

ce résultat montre que le relèvement du fond entre deux anneaux, à la suite des réflexions parasites $M_1M_2 - N_1N_2$, ne peut être négligé. Pour l'éviter, on peut incliner un étalon par rapport à l'autre, de façon à ce que les faisceaux dus aux réflexions parasites donnent des images hors du champ.

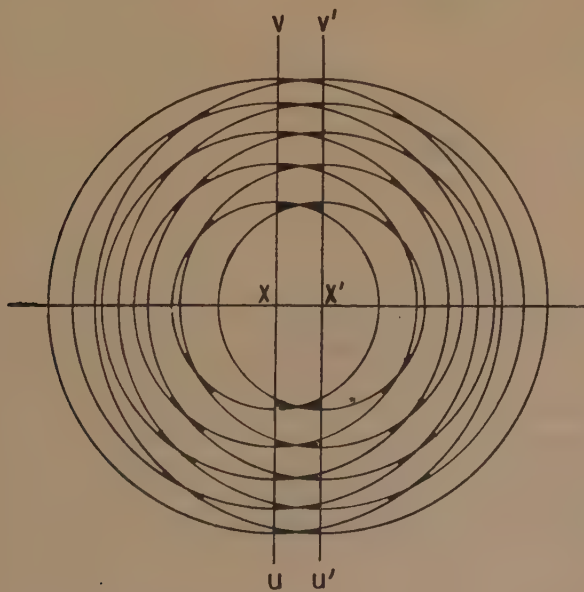


Fig. 46.

La figure 46 schématise l'allure de la figure d'interférence complexe ainsi obtenue. L'aspect des anneaux limités par le contour de l'image géométrique de la fente d'un monochromateur uv , $u'v'$ n'est guère changé, sauf au voisinage immédiat du centre, c'est-à-dire, pour le premier et le second anneau.

Dans le cas de la figure 46, nous devons avoir : les arêtes des prismes de petit angle formant les galets, verticales et parallèles à la fente du monochromateur ; l'axe de rotation des étalons, l'un par

rapport à l'autre, vertical. Un tel arrangement expérimental a déjà été préconisé et utilisé par Kuhn à Oxford (1).

Dans le cas de la cellule avec trou d'exploration central, nous devons également incliner les étalons de telle façon que les taches centrales relatives à chacun d'eux chevauchent amplement, tout en donnant des images parasites, hors du champ. Pour cela, on déterminera d'abord le diamètre du trou central relatif à un étalon, suivant le pouvoir de résolution désiré (5).

Soit α le diamètre angulaire correspondant. Nous devons incliner chaque étalon d'un angle $i = \pm \alpha/6$

sur le rayon moyen correspondant au centre du champ et remplacer le trou central par une ouverture ayant la forme indiquée figure 47 et dont la surface est 0,6 fois l'aire du trou d'exploration normal circulaire ; nous voyons que la luminosité est divisée par 1,7. On élimine ainsi les réflexions parasites qui accroissent le fond, sans perdre de résolution.

L'ajustement des épaisseurs et la variation concomitante des épaisseurs optiques des étalons pour effectuer l'exploration présente quelques difficultés de réalisation pratique.

Si les épaisseurs « *ne* » sont supérieures à 1 mm., on peut effec-

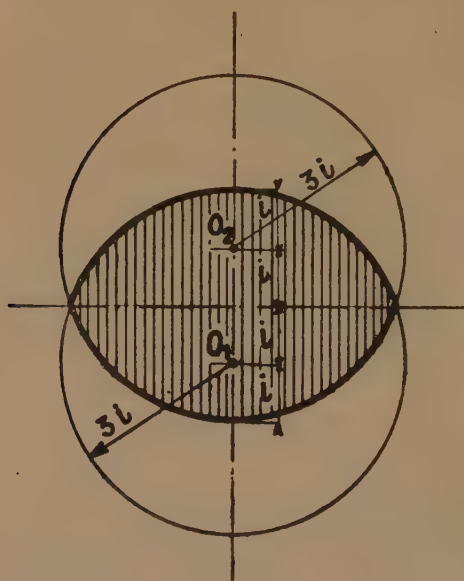


Fig. 47.

(1) Non publié.

tuer le balayage au moyen de la variation de pression, les deux étalons se trouvant dans la même boîte à pression variable.

L'ajustement initial de l'égalité des épaisseurs à $k\lambda/2$ près, doit être réalisé par un procédé différent de la variation de pression, soit mécaniquement, soit par magnétostriction, avec une monture spécialement étudiée ⁽¹⁾.

§ 3. Double étalon, série sans focalisation, équivalent à un triple étalon. — Si nous rapprochons les deux étalons identiques M_1M_2, N_1N_2 jusqu'à ce que M_2N_1 constitue un étalon équivalent à M_1M_2 et N_1N_2 , nous devons considérer les interférences des rayons ayant subi les réflexions multiples entre M_1M_2 et N_1N_2 . Tout se passe comme si nous avions trois étalons identiques en série, la seconde face du premier confondue avec la première face du second, et la seconde face du second, confondue avec la première face du troisième (fig. 48).

La transmission d'un tel système est maximum, pour le sommet d'un anneau, lorsque les miroirs semi-transparents M_1 et N_2 d'une part, M_2 et N_1 d'autre part, sont identiques. En effet, les miroirs fictifs M' et N' qui remplacent M_1M_2 et N_1N_2 ont alors le même facteur de réflexion, ce qui est la condition de transparence maximum d'un étalon simple.

a) *Lames sans absorption.* — Considérons, en particulier, le cas M_1, M_2, N_1, N_2 identiques. La transparence pour le sommet d'un anneau reste $\mathcal{C} = 1$, $r'_{\text{minimum}} = 0$. Pour le fond :

$$I_m = \left(\frac{T}{1+R} \right)^4 \left(\frac{1}{1+r'^2_{\text{max}}} \right)$$

puisque r'_{max} est voisin de 1, soit $I_m \neq \frac{1}{4} \left(\frac{T}{1+R} \right)^4$.

Le gain de contraste ne peut donc dépasser 4 par rapport au carré du contraste d'un étalon unique.

b) *Lames semi-transparentes absorbantes.* — La transmission au sommet d'un anneau s'écrit :

$$\mathcal{C} = \left(\frac{T}{1-R} \right)^4 \left(\frac{1}{1-r'^2_{\text{min}}} \right)^2$$

avec $r'_{\text{min}} > 0$.

(1) Ch. Dufour, non publié.

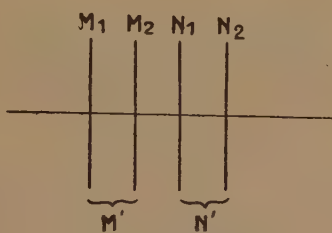


Fig. 48.

On a maintenant :

$$\frac{I_m}{I_M} = \left(\frac{1-R}{1+R} \right)^4 \left(\frac{1-r_{\min}^{\prime 2}}{1+r_{\max}^{\prime 2}} \right)^2.$$

Comme $r_{\max}'$ est toujours voisin de 1 et $r_{\min}'$ petit :

$$\frac{I_M}{I_m} \approx C^2 \frac{4}{(1-r_{\min}^{\prime 2})^2}.$$

Le résultat est très peu différent de celui que nous avons établi pour les lames non absorbantes.

Par exemple, $R=0,81$ et $A=0,05$, $r_{\min}'=0,055$ et $(1-r_{\min}^{\prime 2})^2=0,88$. Soit un gain de 13 o/o seulement sur le cas des lames sans absorption.

Nous n'avons pas cherché à réaliser un tel système interférentiel ; le gain de 4 sur le contraste qu'on peut espérer étant trop faible pour légitimer les difficultés expérimentales supplémentaires.

CHAPITRE V

Double étalon contracté (série, sans focalisation).

Nous allons étudier les propriétés du système qu'on obtiendrait en rapprochant deux étalons, jusqu'à confusion de la seconde lame semi-transparente du premier étalon avec la première face semi-transparente du second (fig. 49a).

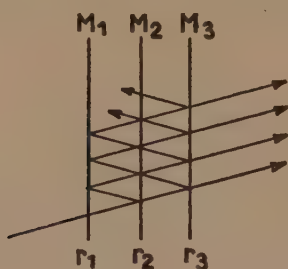


Fig. 49a

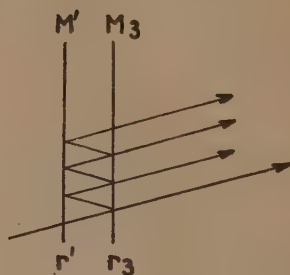


Fig. 49b.

La théorie est extrêmement complexe dans le cas d'une lame médiane métallique absorbante. Il convient alors, dans chaque cas particulier, d'opérer par construction graphique, comme il a été proposé pour les calculs de lames minces par P. Cotton (23).

Nous nous bornerons à indiquer ici les résultats généraux et à faire le calcul complet dans le seul cas où la lame médiane n'est pas absorbante.

§ 1. Condition de luminosité maximum pour des couches semi-transparentes sans absorption. — Nous appellerons r_1, r_2, r_3 et t_1, t_2, t_3 les amplitudes des rayons réfléchis et transmis quand un rayon d'amplitude unité tombe sur M_1, M_2 ou M_3 . Les facteurs de réflexion et de transmission seront :

$$\begin{array}{lll} R_1 = r_1^2 & R_2 = r_2^2 & R_3 = r_3^2 \\ T_1 = t_1^2 & T_2 = t_2^2 & T_3 = t_3^2. \end{array}$$

La luminosité maximum correspond à $\mathcal{C} = 1$ pour un tel système à couches non absorbantes, en vertu du principe de la conservation de l'énergie, mais elle n'est obtenue que si r_1, r_2 et r_3 ont des valeurs convenablement choisies et que nous allons déterminer.

Les deux étalons ont la même épaisseur optique, par hypothèse et par suite, l'incidence correspondant au sommet d'un anneau pour l'un, sera aussi l'incidence de transmission maximum pour l'autre. Nous allons écrire pour cette incidence que le facteur de réflexion de l'ensemble des trois lames est nul. L'ensemble $M_1 M_2$ est équivalent à un miroir unique M' dont le facteur de réflexion, variable avec l'incidence, a pour valeur minimum (incidence pour le sommet d'un anneau par transmission) :

$$\sqrt{R'} = r' = \frac{r_2 - r_1}{1 - r_1 r_2} \text{ (fig. 49b)}$$

(voir théorie des couches minces, II^e partie, chap. III).

L'étalon fictif $M' M_3$ est équivalent à un miroir de réflexion nulle et de transmission maximum $\mathcal{C} = 1$ pour : $\frac{r_3 - r'}{1 - r_3 r'} = 0$, c'est-à-dire : $r_3 = r'$ d'où la condition :

$$r_3 = \frac{r_2 - r_1}{1 - r_1 r_2}$$

soit sous une forme plus symétrique :

$$r_1 r_2 r_3 = r_1 - r_2 + r_3 \quad \text{ou} \quad \text{encore} \quad r_2 = \frac{r_1 + r_3}{1 + r_2 r_3}.$$

Sous cette dernière forme, on voit que R_2 doit être obligatoirement beaucoup plus élevé que R_1 et R_3 .

On pourrait d'ailleurs arriver au même résultat de façon plus intuitive, en considérant le système $M_1 M_2 M_3$ comme la limite de deux étalons $M_1 M'_1$ et $M'_3 M_3$ qu'on rapproche jusqu'à confusion de

M'_1 et M'_3 . Le miroir M_2 équivaut à M'_1 et M'_3 de facteurs de réflexion $R_1 = r_1^2$ et $R_3 = r_3^2$ à bien pour facteur de réflexion :

$$R_2 = r_2^2 = \left(\frac{r_1 + r_3}{1 + r_1 r_3} \right)^2$$

si nous considérons les interférences dues aux réflexions multiples quand M'_1 et M'_3 sont à une distance optique donnant la réflexion optimum.

§ 2. Condition de contraste maximum. — On pourrait établir l'expression du contraste en fonction de $r_1 r_2 r_3$ en tenant compte de la relation entre ces trois variables et discuter la formule obtenue, mais il suffit de considérer la symétrie du système pour voir que la valeur du contraste à r_2 constant est extremum pour $r_1 = r_3$. Il suffit alors de faire $r_1 = 0$ donc $r_3 = r_2$ et de comparer à la valeur obtenue pour $r_1 = r_3$ pour s'assurer que le contraste $\frac{I_M}{I_m}$ passe alors par un maximum que nous pouvons d'ailleurs calculer directement.

a) *Calcul de I_M .* — Les rayons transmis par le premier étalon sont en phase et ont pour amplitude :

$$\frac{t_1 t_2}{1 - r_1 r_2}.$$

Ils sont réfléchis par le second étalon équivaut à l'étalon $M'M_3$ avec $r' = r_3 = r_1$. L'expression de l'intensité transmise sera donc de la forme :

$$I_M = \left[\frac{t_1^2 t_2}{(1 - r_1 r_2)(1 - r_1^2)} \right]^2 = 1.$$

b) *Calcul de I_m .* — Les rayons transmis par le premier étalon, en opposition de phase, ont pour amplitude :

$$\frac{t_1 t_2}{1 + r_1 r_2}.$$

Ils pénètrent alors dans le second étalon équivaut à $M'M_3$:

$$r' = \frac{r_1 + r_2}{1 + r_1 r_2}$$

d'où :

$$I_m = \left[\frac{t_1^2 t_2}{(1 + r_1 r_2) \left(1 + r_1 \frac{r_1 + r_2}{1 + r_1 r_2} \right)} \right]^2.$$

En tenant compte de la relation : $r_2 = \frac{2r_1}{1 + r_1^2}$, le rapport $\frac{I_M}{I_m}$ se simplifie en :

$$\frac{I_M}{I_m} = \text{contraste} = \left(\frac{1 + 2r_1 r_2 + r_1^2}{1 - 2r_1 r_2 + r_1^2} \right)^2.$$

Voici quelques valeurs calculées :

$r_1 = r_3$	R_1	r_2	R_2	$\mathcal{C} = \frac{I_M}{I_m}$
0,7	0,49	0,939	0,88	250
0,8	0,64	0,975	0,95	1 600
0,9	0,81	0,995	0,99	

Il est intéressant de comparer au contraste obtenu celui d'étalons simples en série, comme suit :

Les expressions de I_M et I_m donnent, sans simplifications :

$$\frac{I_M}{I_m} = \left[\frac{(1 + r_1 r_2) \left(1 + r_1 \frac{r_1 + r_2}{1 + r_1 r_2} \right)}{(1 - r_1 r_2) (1 - r_1^2)} \right]^2$$

$$\frac{I_M}{I_m} = \left(\frac{1 + r_1 r_2}{1 - r_1 r_2} \right)^2 \left(\frac{1 + r_1^2}{1 - r_1^2} \right)^2 \left(\frac{1 + r_1 \frac{r_1 + r_2}{1 + r_1 r_2}}{1 + r_1^2} \right)^2$$

$\frac{I_M}{I_m} \neq (\text{contraste } M_1 M_2) (\text{contraste } M_1 M_1)$ car l'expression numérique de

$$\left(\frac{1 + r_1 \frac{r_1 + r_2}{1 + r_1 r_2}}{1 + r_1^2} \right)^2$$

est toujours voisine de 1.

Le contraste obtenu par un étalon triple contracté est donc très voisin du contraste qui correspond à deux étalons en série (sans interférence) de facteurs de réflexion respectifs $\sqrt{R_1 R_2}$ et R_1 .

§ 3. Forme de la fonction d'appareil $I(\varphi)$. — On peut reprendre le calcul effectué pour I maximum et I minimum, en tenant compte du déphasage φ entre les rayons successifs. L'amplitude des rayons transmis par le premier étalon est de la forme :

$$\frac{t_1 t_2}{1 - r_1 r_2 e^{j\varphi}}$$

le facteur de réflexion de M' dépend de φ et s'écrit :

$$\frac{r_1 e^{j\varphi} - r_2}{1 - r_1 r_2 e^{j\varphi}}$$

on peut alors calculer l'intensité des rayons transmis par l'ensemble des trois couches $M_1M_2M_3$ et on tombe sur des expressions tout à fait identiques à celles calculées par F. Abelès (42) pour des couches minces non absorbantes, avec la seule différence que les valeurs de r_1 , r_2 , r_3 peuvent ici être considérées comme rigoureusement constantes puisque la variation de longueur d'onde entre deux ou trois anneaux successifs est négligeable. Par contre, l'incidence ne reste pas rigoureusement normale, mais cela ne joue pratiquement pas jusqu'à une incidence de quelques degrés.

$$I(\varphi) = \frac{(1 - r_1^2)^2(1 - r_2^2)}{1 + 4r_1^2r_2^2 + r_1^4 - 2r_1^2(4 \cos \varphi - \cos 2\varphi)}$$

pour l'appareil symétrique de luminosité maximum. Sans transformer l'expression entièrement, en fonction de r_1 , on voit que le coefficient de $\cos 2\varphi$ est quatre fois plus faible que celui de $\cos \varphi$. Par suite, la dérivée du dénominateur : $4 \sin \varphi + 2 \sin 2\varphi = 4 \sin \varphi (1 + \cos \varphi)$ ne s'annule que pour $\varphi = 0$ et $\varphi = \pi$. La fonction $I(\varphi)$ conserve donc, qualitativement, la forme classique de l'étalon simple et on n'observe, c'est là le point important, *aucun maximum secondaire* dû à l'étalon d'épaisseur double M_1M_3 , ce qui n'était nullement évident *a priori*.

La finesse des raies obtenues à l'aide d'un étalon contracté est plus grande que pour un double étalon série de même contraste, comme on peut le constater en traçant les courbes théoriques de répartition des éclairéments. Exemple : Etalon contracté de facteurs de réflexion : 0,64, 0,95, 0,64. Contraste 1 600, finesse 20 (déterminée graphiquement).

Double étalon série : facteurs de réflexion : 0,73, contraste 1 600, finesse 15,5.

§ 4. Cas des couches semi-transparentes absorbantes. — Remarquons, tout d'abord, que l'absorption d'énergie par M_1 et M_3 ne perturbe pas la répartition des éclairéments dans la figure d'interférence. Il y a simplement un affaiblissement uniforme de l'ensemble des anneaux. Par suite, nous considérerons simplement le rôle de l'absorption de la couche médiane M_2 .

On peut remplacer, comme précédemment, l'étalon M_1M_2 par un miroir fictif M' dont le facteur de réflexion et le changement de phase à la réflexion varient avec φ . Le problème est ici plus compliqué parce que les caractéristiques de M' ne peuvent pas se déterminer aisément par voie analytique.

Le calcul de M' est exactement le calcul d'un étalon par réflexion — mais dans l'établissement classique des propriétés d'un tel étalon, on néglige le changement de phase différent de π qui se produit à la réflexion sur M_2 lorsque la couche M_2 est absorbante.

Nous avons voulu déterminer dans quelle mesure cette approximation restait légitime dans nos conditions particulières d'utilisation. Pour cela, nous avons élaboré une méthode graphique de calcul des caractéristiques exactes d'un étalon par réflexion (57).

Les résultats obtenus pour des miroirs semi-transparents à facteur de réflexion élevé et à faible absorption autorisent les calculs suivants (quelle que soit la nature de la couche M_2 , métallique simple ou multiple contenant des matériaux absorbants quelconques).

a) *Calcul de la valeur optimum de R_2 .* — Si nous appelons A_2 l'absorption de cette couche, avec $R_2 = 1 - T_2 - A_2$, la relation entre r_1 et r_2 devient :

$$r_2 = \frac{r_1(2 - A_2)}{1 + r_1^2},$$

en effet, on a pour M' équivalent à l'étalon par réflexion M_1M_2 :

$$r' = \frac{r_2 - r_1(1 - A_2)}{1 - r_1r_2}$$

et comme r' doit être égal à r_1 :

$$r_1^2 r_2 = r_1(2 - A_2) - r_2 \quad \text{d'où } r_2.$$

Quand A_2 est assez faible pour qu'on puisse négliger A_2^2 devant A_2 , la valeur de r_2 peut s'exprimer plus simplement :

$$r_2^2 = \left(\frac{2r_1}{1 + r_1^2} \right)^2 \left(1 - \frac{A_2}{2} \right)^2 \neq \left(\frac{2r_1}{1 + r_1^2} \right)^2 (1 - A_2)$$

et comme $\frac{2r_1^2}{1 + r_1^2}$ est voisin de 1 dès que r_1 est supérieur à 0,8, on pourra écrire :

$$1 - T_2 = R_2 + A_2 = \left(\frac{2r_1}{1 + r_1^2} \right)^2.$$

L'expression de $(1 - T_2)$ est restée la même que pour les couches non absorbantes (voir § 1).

Preons un exemple :

$$R_1 = 0,725 \quad 1 - T_2 = 0,975,$$

la couche M_2 pourra être constituée par une couche triple d'argent-cryolithe-SZn : $R_2 = 0,95$ et $A_2 = 0,025$.

Une construction graphique rigoureuse pour une telle couche montre que l'erreur de phase faite en prenant π comme changement de phase à la réflexion sur M_2 ne dépasse pas quelques degrés et que le calcul de r' maximum et r' minimum que nous avons effectué reste valable à 1/1 000 près.

b) Bien que ce déphasage faible n'altère pas les valeurs du contraste

ou de la luminosité quand on le néglige, il introduit une dissymétrie dans la répartition des intensités $I(\varphi)$.

A titre d'exemple, nous donnons, figure 50, la courbe $r'^2 = f(\varphi)$ pour $R_2 = 0,95$, $A_2 = 0,025$ et $R_1 = 0,725$.

Nous avons également indiqué sur la courbe les ordres de grandeur des écarts de phase ($\Delta\psi$). Nous constatons que, sauf au voisinage immédiat du sommet des anneaux où la dissymétrie se manifeste, on

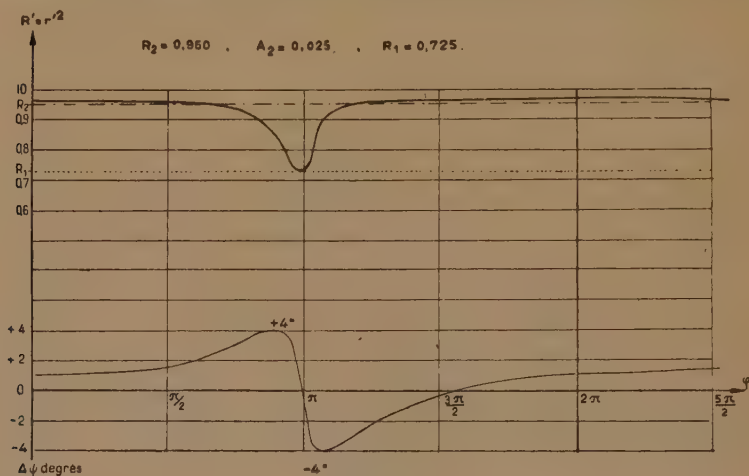


Fig. 50.

peut considérer M' comme un miroir ordinaire de facteur de réflexion légèrement plus élevé que M_2 ; sur les $3/4$ du champ, entre deux anneaux consécutifs, la variation phase de M' ne dépasse pas deux degrés. Aucune complication et, en particulier, aucun maximum secondaire n'est à craindre au voisinage de $\varphi = \frac{\pi}{2}$ ou $\varphi = 3\pi/2$.

Nous pouvons vraiment considérer le deuxième étalon M_2M_3 comme un étalon ordinaire dans ce domaine.

§ 5. Comparaison d'étalons contractés avec couches absorbantes et non absorbantes. — L'expression du contraste pour une couche médiane absorbante est :

$$C = \frac{(1 + r_1 r_2)^2}{(1 - r_1 r_2)^2} \left(\frac{1 + r_1 \frac{r_2 + r_1(1 - A_2)}{1 + r_1 r_2}}{(1 - r_1^2)^2} \right)^2$$

$$C = \left(\frac{1 + r_1 r_2}{1 - r_1 r_2} \right)^2 \left(\frac{1 + r_1^2}{1 - r_1^2} \right)^2 \left(\frac{1 + r_1 \frac{r_2 + r_1(1 - A_2)}{1 + r_1 r_2}}{1 + r_1^2} \right)^2.$$

Comme pour l'étalon contracté à couche médiane non absorbante, le contraste reste très voisin du produit : (contraste étalon M_1M_2), (contraste étalon M_1M_1) mais la valeur du facteur de réflexion de M_2 n'est plus liée à R_1 par la même relation.

Dans l'étalon contracté à couches non absorbantes satisfaisant à la relation $r_2 = \frac{2r_1}{1+r_1^2}$, la transparence maximum était égale à l'unité ; il n'en est plus de même si M_1 et M_2 sont absorbants. Nous avons :

$$\mathfrak{C} = \frac{T_1^2}{(1-R_1)^2} \frac{T_2}{(1-r_1r_2)}.$$

Il est important de se demander si l'appareil contracté est plus intéressant que deux étalons en série pour un même contraste. Pour cela, nous allons donner deux exemples numériques :

Exemple 1 :

$$\begin{array}{ccc} R_1 = 0,725 & R_2 = 0,95 & A_2 = 0,025 \\ \text{Couche multiple} & \underbrace{\hspace{1.5cm}} & \text{Ag amélioré} \\ \text{peu absorbante} & & \end{array}$$

$$\frac{T_2}{(1-r_1r_2)^2} = 0,85 \left(\frac{T_1}{1-R_1} \right)^2 = 0,9$$

soit $\mathfrak{C}$ de l'ordre de 0,75, c'est-à-dire du même ordre de grandeur de transparence que pour deux étalons séparés en série $R = 0,78$ qui donnent le même contraste :

$$\mathfrak{C} = 5\,000.$$

Exemple 2. — Miroirs semi-transparents en aluminium :

$$\begin{array}{cccc} R_1 = 0,80 & T_1 = 0,08 & R_2 = 0,89 & T_2 = 0,01 \\ \left(\frac{T_1}{1-R_1} \right)^2 = 0,16 & \frac{T_2}{(1-r_1r_2)^2} = 0,42 & \mathfrak{C} = 0,067 \neq \frac{1}{15}. \end{array}$$

L'étalon double non contracté qui donne le même contraste $\mathfrak{C} = 12\,000$ aurait un facteur de réflexion $R = 0,825$ avec $T = 0,055$, soit :

$$\mathfrak{C} = \left(\frac{T}{1-R} \right)^4 = 0,01 = \frac{1}{100}.$$

La supériorité dans la transparence pour l'étalon contracté n'est donc appréciable que lorsqu'on ne peut se passer de matériaux absorbants, par exemple, dans le proche ultra-violet où SZn devient absorbant et Ag peu réfléchissant.

§ 6. Réalisation. — On peut envisager la réalisation de trois lames semi-transparentes, au moyen soit de deux lames de verre à faces parallèles, soit d'une lame de verre suivie d'une lame d'air.

Le premier procédé a été signalé par Gehrke et Laü (54). Les lames

de verres, pas forcément identiques, étaient destinées à réaliser un « Multiplex interferenzspektroskop ».

Bien que les grands contrastes ne soient pas le but proposé, Gehrke et Laü signalent qu'on ne voit aucun fond quand on empile plusieurs lames de même épaisseur, argentées d'un seul côté : « Les minima deviennent si sombres que la combinaison avec une troisième lame évite l'apparition de maxima secondaires perturbateurs ». Ce qui montre que, très probablement, les conditions de luminosité maximum n'étaient pas remplies.

La réalisation d'un système interférentiel à lame de verre, suivie d'une lame d'air est beaucoup plus facile.

Il suffit que l'étalon M_2M_3 (lame d'air) ait une épaisseur voisine de son épaisseur théorique à quelques centièmes près, pourvu que l'écart soit un nombre entier de $\lambda/2$. Cet ajustement fin se fait facilement en réglant la pression de l'air entre M_2M_3 (si l'épaisseur de M_2M_3 n'est pas convenable, on observe un véritable phénomène de « battements » entre deux systèmes d'anneaux concentriques, le maximum de luminosité ayant lieu pour des anneaux au voisinage de la coïncidence).

Nous avons effectué des essais à l'aide d'une lame de verre à faces parallèles de 40 mm. de diamètre et de 4 mm. d'épaisseur suivie de la lame d'air et d'une lame prismatique d'étalon de 1 cm. d'épaisseur.

Le réglage du parallélisme de la lame d'air s'effectue commodément si on a eu soin de ménager une couronne périphérique, non argentée, sur la première face, M_2 et M_3 étant semi-réfléchissants sur toute leur surface.

Conclusion. — *Inconvénients.* — Le système manque de souplesse. Il faut autant de lames de verre à faces parallèles que de résolutions désirées.

Il n'y a pas de possibilité d'exploration commode des anneaux pour l'emploi en conjugaison avec une cellule.

Avantages. — La transmission $\mathcal{T}$ peut être supérieure à celle de deux étalons série de mêmes performances, mais seulement pour des miroirs semi-transparents absorbants.

Le système peut se monter immédiatement à la place d'un étalon simple sans la moindre modification du système optique ni même de la monture de l'étalon.

Si la lumière incidente tombe sur l'étalon à lame d'air, les « ghosts » dus à la réflexion sur la face non métallisée de la seconde lame de l'étalon sont supprimés, puisque la seconde lame constitue justement la seconde partie de l'étalon contracté (1).

(1) La théorie de l'étalon double contracté à trois lames semi-transparentes peut être appliquée aux filtres interférentiels à cinq couches, par exemple, $Ag-F_2Mg-Ag-F_2Mg-Ag$, en vue de réaliser des filtres à très grande densité optique loin de la bande de transmission.

CHAPITRE VI

Systèmes multiplicatifs avec focalisation.

§ 4. Etalon double série avec focalisation (2 étalons). — Si nous plaçons, l'un derrière l'autre, deux étalons de Fabry-Pérot identiques complets (avec leur système optique : collimateur et objectif) (fig. 51) nous obtenons, dans le plan focal du second appareil, une figure

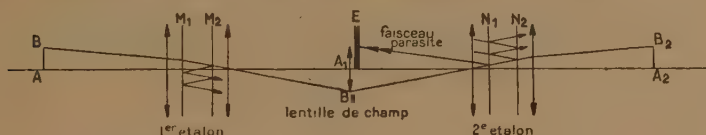


Fig. 51. — Système formé par deux étalons en série avec focalisation intermédiaire.

d'interférence où la loi de répartition des éclairagements est celle d'un étalon élevée au carré.

Tout se passe comme si nous avions pris pour objet du second étalon, une source à brillance variable suivant la loi de répartition des éclairagements des anneaux dans le plan focal du premier étalon.

Mais nous avons, cette fois-ci, la possibilité d'occulter entièrement le faisceau qui subit les réflexions parasites entre M_1M_2 et N_1N_2 . Il suffit, pour cela, de placer un écran E sur la moitié du champ dans le plan focal du premier étalon M_1M_2 . En général, le champ est limité par la fente du spectrographe qui est conjuguée de E et cet écran peut aussi occulter les images parasites qui proviennent des réflexions sur les faces non métallisées des lames du premier étalon (fig. 52). Finalement, on peut ajuster le second étalon exactement parallèle au premier sans aucune perturbation dans les anneaux définitifs. On observe simplement les « ghosts » habituels des faces non métallisées du second étalon, mais on peut toujours donner aux lames une orientation telle, qu'ils se forment hors du champ utile.



Fig. 52.

La lentille de champ disposée dans le plan des anneaux intermédiaires en E n'est pas absolument indispensable, surtout lorsque le champ ne comprend qu'un ou deux anneaux.

Si on désire explorer la figure d'interférence au moyen d'une cellule photo-électrique, on peut utiliser le système de deux étalons parallèles et se limiter à la moitié du champ avec une ouverture d'exploration en forme de demi-lune.

On peut encore reprendre le système préconisé pour les étalons en série sans focalisation : légère inclinaison des étalons et trou d'exploration de la forme déjà indiquée (fig. 47).

Ces considérations montrent bien que les systèmes interférentiels avec focalisation ne présentent pas d'avantages très notables sur les systèmes de deux étalons en série sans focalisation, alors que la complication du dispositif expérimental est assez considérable, puisqu'il faut utiliser deux systèmes optiques distincts, plus une lentille de champ.

§ 2. Etalon double série avec focalisation, type aller-retour (Un seul étalon traversé deux fois). — On peut utiliser le principe de l'étalon double série avec focalisation des anneaux à l'aide d'un seul appareil interférentiel traversé deux fois.

Considérons (fig. 53) un étalon M_1M_2 placé entre son collimateur et son objectif. Il n'est pas possible de placer en YY' , plan focal de l'objectif, un simple miroir plan. En effet, l'image en XX' (plan focal objet pour la première traversée de l'étalon) qui correspond à la deuxième traversée, coïnciderait avec les anneaux par réflexion sur l'étalon. Ces derniers masqueraient entièrement le phénomène à étudier.

Dans le cas le plus fréquent, où le champ est restreint à des fragments d'anneaux limités par le contour de l'image d'une fente, il est cependant possible de séparer l'image définitive des différentes images parasites dans le plan d'observation.

Plaçons à cet effet, dans le plan YY' l'arête d'un prisme en toit dont la face hypoténuse est parallèle au plan des lames de l'étalon. Si cette arête fait un angle différent de 0 ou $\pi/2$, avec la direction de la fente qui limite le champ (verticale sur la figure), l'ensemble de la figure d'interférence A_1B_1 , donnée normalement par l'étalon dans le plan focal de l'objectif après la première traversée, subit une rotation qui l'amène en A_2B_2 . C'est cette dernière figure qui va servir d'objet pour la seconde traversée, d'où l'image définitive A_2B_2 dans le plan $X'X$. Cette image définitive ne coïncide plus avec l'image gênante qui correspond aux anneaux par réflexion.

En pratique, il est commode d'incliner l'arête du prisme en toit de

45 degrés sur la verticale, de façon à obtenir la disposition de la figure 53 avec A_2B_2 perpendiculaire à AB .

Cette figure montre aussi quelle doit être la disposition de l'écran

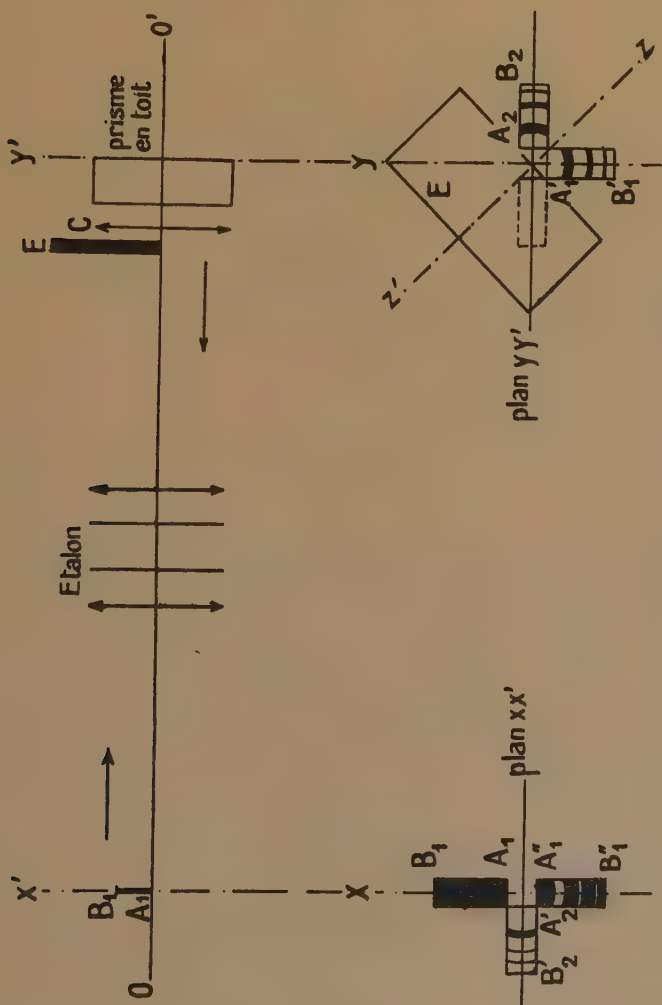


Fig. 53. — Système « aller-retour ». Etalon unique traversé deux fois.

destiné à arrêter les rayons qui correspondent aux réflexions parasites.

Pour le réglage, on a intérêt à enlever cet écran. On voit alors un

certain nombre d'images parasites qu'on amène en coïncidence avec l'image principale par orientation de l'étalon.

Les « ghosts » dus aux réflexions sur les faces non métallisées de l'étalon ne sont pas gênants si les arêtes des prismes de petit angle constitués par les lames sont inclinées à 45 degrés, par rapport à la verticale.

Pour étudier la figure d'interférence finale, nous avons procédé par photométrie photographique. Nous avons ainsi trouvé, pour un étalon $R = 0,85$ (raie verte 5 460 du mercure), que nous étions limités par les reflets sur le premier objectif et non par le fond instrumental de l'étalon traversé deux fois. Le contraste observé, malgré les couches anti-reflets sur les objectifs n'a guère dépassé 1 000 au lieu des 10 000 espérés.

Le système aller-retour présente donc de l'intérêt pour les satellites d'intensités relatives comprises entre $1/1\,000$ et $1/5\,000$ environ, domaine déjà inaccessible à un étalon simple. Il ne peut concurrencer le système de deux étalons en série dès que des contrastes de 10^4 deviennent nécessaires.

CONCLUSION

Nous nous étions proposé, au début de ce travail, de rechercher des satellites faibles par la voie de la spectroscopie interférentielle.

Les difficultés expérimentales rencontrées nous ont amené à donner à l'étude méthodologique et instrumentale une importance plus grande que nous ne le pensions initialement. Ainsi, l'exposé qui précède, se limite strictement aux méthodes, sans recherche proprement dite de raies faibles inconnues.

Ce travail, théorique et expérimental, autorise cependant les conclusions suivantes :

— L'étalon interférentiel de Fabry-Pérot est l'appareil dispersif qui convient le mieux pour la recherche des satellites faibles.

— Il est exceptionnel de pouvoir atteindre un contraste réel de 1 000 à l'aide d'un étalon simple.

— Les combinaisons d'étalons interférentiels permettent de dépasser, dans certains cas, des contrastes de 10 000.

— La luminosité de telles combinaisons reste acceptable si on substitue, aux miroirs semi-transparents classiques d'argent ou d'aluminium, des couches complexes du type SZn-cryolithe-SZn ou Ag-cryolithe-SZn.

Pour réaliser les expériences qui nous ont permis de tirer ces conclusions, nous avons dû construire l'appareillage suivant :

à Clermont-Ferrand	{ Tubes à décharge, Monochromateur de distance focale 200 cm, Dispositifs interférentiels.
à Bellevue	{ Evaporateur spécial pour la réalisation de couches semi-transparentes complexes avec repérage optique de l'épaisseur de chaque couche, pendant l'évaporation même. Appareil de mesure des facteurs de trans- mission, réflexion, absorption, sous inci- dence normale. Appareil de mesure des facteurs de réflexion très élevés. Système d'exploration des anneaux avec cellule photo-électrique à multiplicateur d'électrons, par variation de pression entre les lames de l'étalon.

D'autre part, l'étude du problème des satellites faibles nous a conduit à traiter un certain nombre de problèmes annexes et parfois imprévus qui débordent le sujet que nous nous étions proposé initialement. Nous avons inclus, dans ce travail, les résultats qui présentent un intérêt d'ordre assez général :

— Considérations sur la luminosité des appareils interférentiels et rôle de la diffraction (I^{re} partie).

— Conservation de $\frac{T}{1-R}$ pour des couches complexes quelconques qui possèdent une seule couche absorbante (II^e partie) (III).

— Perfectionnements à la détection des défauts de surface (II^e partie) (III).

— Perfectionnements aux filtres interférentiels (II^e partie) (III).

En conclusion, nous pouvons dire que le but proposé :

« Mise au point de systèmes interférentiels pour la détection de satellites faibles », a été atteint jusqu'à des contrastes de l'ordre de 10^4 .

De plus, certaines des études faites, ainsi que des techniques élaborées, se sont révélées d'une portée plus générale et peuvent être utilisés dans les travaux d'interférométrie usuelle.

BIBLIOGRAPHIE

(1) P. JACQUINOT et M. DODE. — *Journal de Physique*, 1941, 133.

(2) P. JACQUINOT. — *Comptes Rendus*, 1941, 212, 537.

(3) P. JACQUINOT et A. COUDER. — *Journal de Physique*, 1939, 10, 1105.

- (4) P. JACQUINOT. — *Comptes Rendus*, 1939, **208**, 1896.
- (5) P. JACQUINOT et Ch. DUFOUR. — *Journal des Recherches du C. N. R. S. Bellevue*, 1948, n° 6, 1-13.
- (6) Ch. DUFOUR. — *Revue d'Optique*, 1945, **24**, 11.
- (7) M. DUFFIEUX. — *Revue d'Optique*, janvier 1939, 1-19.
- (8) M. DUFFIEUX. — *Bull. Soc. Scient. de Bretagne*, 1935, 12.
- (9) H. KOPFERMANN. — *Kern momente*, 80.
- (10) GOOS. — *Z. f. Physik*, 1936, **100**, 95.
- (11) S. TOLANSKY. — *Proc. Phys. Soc.*, 1946, 654.
- (12) S. TOLANSKY. — *Physica*, déc. 1946, 649.
- (13) J. STRONG. — *Procedure in experimental Physics*.
- (14) M. PERROT. — *Thèse*, 1943.
- (15) P. KING et L. B. LOCKHART. — *J. O. S. A.*, sept. 1946, 513.
- (16) PFUND. — *J. O. S. A.*, 1934, **24**, 99.
- (17) P. JACQUINOT. — *Revue d'Optique*, 1942, **21**, 15.
- (18) TANNER et LOCKHART. — *J. O. S. A.*, déc. 1946, 701.
- (19) Ch. DUFOUR. — *Le Vide*, juil.-sept. 1948, 3-9.
- (20) R. L. MOONEY. — *J. O. S. A.*, 1945, **35**, 574.
- (21) D. CABALLERO. — *J. O. S. A.*, 1947, **37**, 176.
- (22) F. ABELÈS. — *Revue d'Optique*, 1949 ; **28**, 11-31.
- (23) P. COTTON. — *Annales de Physique*, mars-avril 1947, 209.
- (24) VASICEK. — *J. O. S. A.*, août 1947, 623.
- (25) CARTWRIGHT et TURNER. — *Phys. Rev.*, 1935, **55**, 595.
- (26) M. BANNING. — *J. O. S. A.*, sept. 1947, **37**, 688.
- (27) J. TERRIEN. — *Revue d'Optique*, 1944, **23**, 105.
- (28) M. BANNING. — *J. O. S. A.*, oct. 1947, 792.
- (29) F. ABELÈS. — *Comptes Rendus*, 1947, **224**, 733.
- (30) A. F. TURNER. — *J. O. S. A.*, déc. 1946, **36**, 710.
- (31) P. ROUARD. — *Thèse*, 1936.
- (32) J. P. LEURGANS. — *J. O. S. A.*, juin 1947, 521.
- (33) A. F. TURNER. — *J. O. S. A.*, déc. 1947, 982.
- (34) HADLEY et DENNISON. — *J. O. S. A.*, juin 1947, **37**, 451.
- (35) HADLEY et DENNISON. — *J. O. S. A.*, juin 1948, **38**, 483.
- (36) O. WIENER. — *Wied. Ann.*, 1887, **31**, 233.
- (37) S. TOLANSKY. — *Journal of Scient. Inst.*, sept. 1945, **22**, 9.
- (38) J. BROSSSEL. — *Nature*, mai 1946, **157**, 623.
- (39) J. BROSSSEL. — *Proc. of the Phys. Soc.*, 1946, **58**, 654.
- (40) S. TOLANSKY. — *Proc. Roy. Soc.*, 1945, **184**, 51.
- (41) DONALDSON et KHAMSHAVI. — *Nature*, fév. 1947, **159**, 228.
- (42) F. ABELÈS. — *Comptes Rendus*, 27 novembre 1946, 22.
- (43) Ch. DUFOUR et P. JACQUINOT. — *Cahiers de Physique*, oct. 1944, **24**, 1-13.
- (44) Ch. DUFOUR et P. PICCA. — *Revue d'Optique*, 1945, **24**, 1934.
- (45) M. DUFFIEUX. — *Revue d'Optique*, **12**, 1933, 265.
- (46) J. BROSSSEL. — *Proc. of the Phys. Soc.*, 1947, **19**, 224.
- (47) S. TOLANSKY. — *Phil. Mag.*, 1944, **35**, 179-187.
- (48) S. TOLANSKY. — *Phil. Mag.*, 1944, **35**, 229-241.
- (49) PÉROT et FABRY. — *Ann. de Chimie Phys.*, 1899, **16**, 289.
- (50) LAU. — *Zeit. f. Phys.*, 1930, **63**, 313.
- (51) LAU. — *Zeit. f. Instkde*, 1929, **49**, 60.
- (52) HOUSTON. — *Phys. Review*, 1927, **29**, 478.

- (53) PAULS. — *Phys. Zeits.*, 1932, **33**, 405.
 - (54) GEHRKE et LAU. — *Phys. Zeits.*, 1930, **31**, 973.
 - (55) RAMSAY et PAULS. — *J. O. S. A.*, 1942, **32**, 78.
 - (56) BURGER et VAN CITTERT. — *Physica* 1935, [2], **2**, 88.
 - (57) Ch. DUFOUR. — A publier par le *Journal de Physique*, Colloques de Marseille, avril 1949.
-

DEUXIÈME THÈSE

PROPOSITIONS DONNÉES PAR LA FACULTÉ

Travaux récents sur les photo-conducteurs.

VU ET APPROUVÉ :

Paris, le 6 juin 1949.

Le Doyen de la Faculté des Sciences,
A. CHATELET.

VU ET PERMIS D'IMPRIMER :

Le Recteur de l'Académie de Paris,
JEAN SARRAILH.

